

# Die Hintergrundeigenschwingungen der Erde

Von der Fakultät Mathematik und Physik  
der Universität Stuttgart zur Erlangung der Würde eines  
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.) genehmigte  
Dissertation

Vorgelegt von

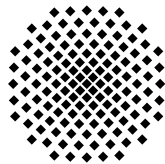
**Dieter Kurrle**

aus Waiblingen

Hauptberichter : Prof. Dr. rer. nat. Hans-Rainer Trebin

Mitberichter : Prof. Dr. rer. nat. Manfred Joswig

Tag der mündlichen Prüfung : 4. Februar 2009



Institut für Geophysik der Universität Stuttgart

2009



Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

---

(Dieter Kurrle)



# Inhaltsverzeichnis

<b>Summary</b>	<b>7</b>
<b>1 Einleitung</b>	<b>17</b>
<b>2 Die Eigenschwingungen der Erde</b>	<b>19</b>
2.1 Grundlagen . . . . .	19
2.2 Oberflächenwellen . . . . .	26
2.3 Beobachtung von Erdeigenschwingungen . . . . .	28
<b>3 Seismisches Rauschen</b>	<b>31</b>
3.1 Allgemeines . . . . .	31
3.2 Rauschen durch Luftdruckschwankungen . . . . .	33
3.3 Meeresmikroseismik . . . . .	34
3.4 Die Hintergrundeigenschwingungen - Das „Summen der Erde“ . .	35
3.4.1 Mögliche Ursachen . . . . .	38
3.4.2 Die Hintergrundeigenschwingungen im GRSN . . . . .	44
3.4.3 Stationen in Nachbarländern . . . . .	50
3.4.4 Das Berkeley Digital Seismic Network (BDSN) . . . . .	51
3.4.5 Das Full Range Seismograph Network of Japan (F-net) . .	53
<b>4 Zwei-Stations-Untersuchungen</b>	<b>57</b>
<b>5 Array-Untersuchungen</b>	<b>63</b>
5.1 Frequenz-Wellenzahl-Analyse . . . . .	64
5.2 Kophase . . . . .	67
5.3 Langzeitbeobachtungen - Aufbereitung und Auswahl der Daten .	68
5.4 Array-Untersuchungen mit dem GRSN . . . . .	71
5.5 Das Berkeley Digital Seismic Network (BDSN) . . . . .	79
5.6 Das Full Range Seismograph Network of Japan (F-net) . . . . .	83
5.7 Lokalisierung der Quellen durch Kreuzpeilung . . . . .	87
5.8 Stürme im Nordatlantik . . . . .	95

<b>6 Die horizontalen Hintergrundeigenschaften der Erde</b>	<b>107</b>
6.1 Beobachtung . . . . .	108
6.2 Schlußfolgerungen . . . . .	118
<b>7 Zusammenfassung</b>	<b>121</b>
<b>A Spektrogramme</b>	<b>123</b>
A.1 German Regional Seismic Network (GRSN) . . . . .	123
A.2 Berkeley Digital Seismic Network (BDSN) . . . . .	141
A.3 Full Range Seismograph Network of Japan (F-net) . . . . .	152
A.4 Horizontale Hintergrundeigenschaften . . . . .	162
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>168</b>
<b>Symbole und Abkürzungen</b>	<b>172</b>
<b>Bisherige Publikationen</b>	<b>176</b>
<b>Literatur</b>	<b>178</b>
<b>Danksagung</b>	<b>185</b>

# Summary

In 1998, Nawa et al. reported on a new observation: The background oscillations of the Earth. They had found that the fundamental spheroidal oscillations of the Earth,  ${}_0S_l$ , are excited not only after strong earthquakes but permanently. Further evidence on this phenomenon, nowadays known as the 'hum of the Earth', was provided by other authors [Suda et al., 1998; Kobayashi and Nishida, 1998; Tanimoto et al., 1998]. These first studies on the background oscillations were based on spectrograms calculated from digital data from gravimeters and vertical component broadband seismometers. Such a spectrogram of vertical ground acceleration, measured at the Black Forest Observatory (BFO) in 2006, is shown in Fig. 1. The light, equally spaced vertical lines show the permanent excitation of the fundamental spheroidal modes. White horizontal lines are due to the excitation of free oscillations after strong earthquakes.

Just after their discovery, first efforts were undertaken to find the sources of these background oscillations. However, ten years later, the sources are still unclear. Among the possible candidates are atmospheric turbulence [Kobayashi and Nishida, 1998; Fukao et al., 2002], long-period ocean waves [Rhie and Romanowicz, 2004; Tanimoto, 2005; Webb, 2007] and even the sun [Thomson et al., 2007]. Earthquakes have been shown to be insufficient in energy [Nawa et al., 1998; Suda et al., 1998; Kobayashi and Nishida, 1998; Tanimoto et al., 1998; Tanimoto and Um, 1999].

In contrast to the free oscillations of the Earth caused by strong earthquakes whose amplitudes show an exponential decay, the background oscillations must be considered as a stationary random process with a relatively constant amplitude. Only small seasonal amplitude variations of a few percent could be found [e.g., Tanimoto and Um, 1999; Nishida et al., 2000]. Nishida and Kobayashi [1999] determined an average amplitude of  $4 \text{ pm/s}^2$  for each multiplet. Furthermore, they showed that the excitation of each multiplet is independent of the others, even for neighboring modes with  $\Delta l = \pm 1$ . This indicates that the sources of the background oscillations of the Earth are distributed randomly over space and time.

As was shown by Ekström [2001], the amplitude of the background oscillations corresponds to that observed immediately after a  $M_W = 5.75$  earthquake. Averaged over one day, a  $M_W = 6.0$  event is needed to yield the same modal amplitude [Tanimoto and Um, 1999]. The power required to sustain the background oscil-

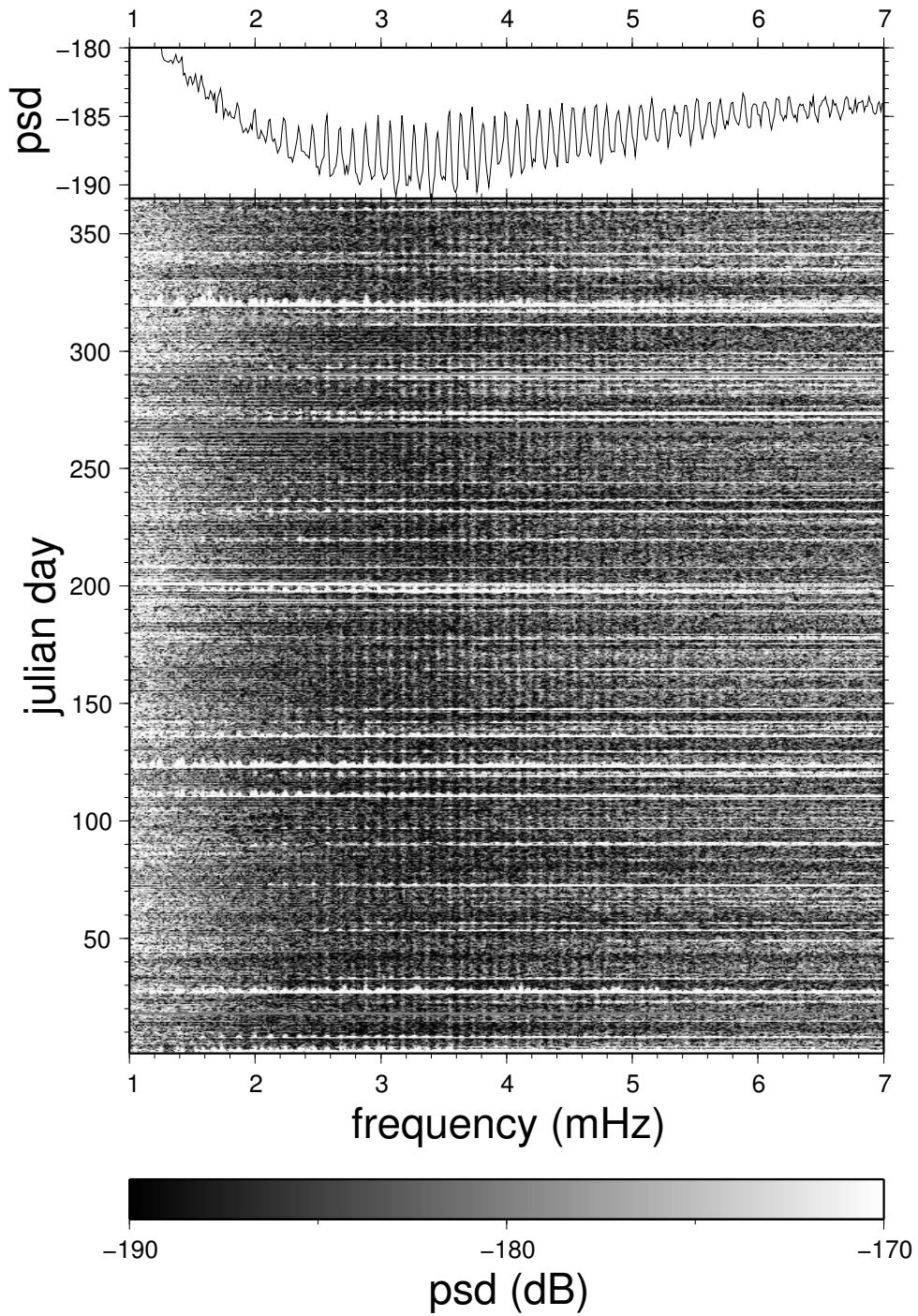


Fig. 1: Power spectral density (psd) of vertical ground acceleration in 2006, measured (in dB relative to  $1 \text{ m}^2/\text{s}^3$ ) with a STS-1 seismometer at the Black Forest Observatory (BFO). Lower panel: Spectrogram. Upper panel: 1st quartile of psd.



lations is approximately 10 W per multiplet [Widmer-Schmidrig, 2003].

A promising way to distinguish between an atmospheric and an oceanic excitation is the use of seismic broadband networks as arrays to determine the propagation directions and thus the source locations of the background Rayleigh waves which make up the hum. This was first done by Rhie and Romanowicz [2004]. They used the data from two networks, the Berkeley Digital Seismic Network (BDSN) in California and the Full Range Seismograph Network of Japan (F-net), and located the main sources of background Rayleigh waves in the North Pacific Ocean during the northern winter and in the southern oceans during the southern winter.

The scope of the present work was to identify the sources of the hum by using the data of another seismic network, the German Regional Seismic Network (GRSN). If possible, special events of mode excitations by sources other than earthquakes should be identified and analyzed to learn more about the processes responsible for the background oscillations.

Apart from one exception, the 19 GRSN stations are uniformly equipped with Streckeisen STS-2 seismometers and 24 bit digitizers. In a first step, a spectral analysis of the GRSN data was carried out to determine which stations exhibit noise levels low enough to study the background oscillations. The data of eight stations were found to be suitable: BFO, BRG, CLL, CLZ, FUR, RGN, TNS and WET. To enhance the aperture of the network, a search for further 'quiet' stations in surrounding countries was conducted. At several stations, the background oscillations could be detected, but only one station, the GEOFON station WLF, could be used to improve the wavenumber resolution. Thus an array of nine stations was used to determine the propagation direction of the background Rayleigh waves.

For this purpose, a frequency-wavenumber analysis (f-k analysis) [Capon, 1969] was carried out. In general, f-k analysis is used to determine the full slowness vector  $\vec{u} = \vec{v}/v^2$  of a seismic wave. Here, the wave velocity was assumed to equal the known velocity of Rayleigh waves so that only the propagation direction remained to be determined. A grid-search was performed to find the back-azimuths  $\vartheta_j$  for which the energy  $E$  of the beam trace reaches its maximum:

$$E(\vartheta_j) = \frac{1}{E_0} \sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{m=m_1}^{m_2} \left| \sum_{i=1}^N w_i e^{-\omega_l(u_l+m\Delta u)\vec{k}_0(\vartheta_j)\cdot\vec{r}_i} \tilde{X}_{il} \right|^2. \quad (1)$$

Here  $N$  is the number of stations,  $w_i$  are weight factors depending on the signal power,  $\omega_l$  is the discrete frequency and  $E_0$  is a normalization factor. The slowness was varied in an interval  $[u_l+m_1\Delta u, u_l+m_2\Delta u]$  around the value  $u_l$  from the reference model 1066A [Gilbert and Dziewonski, 1975], and  $\vec{k}_0(\vartheta) = (-\sin \vartheta, -\cos \vartheta)$  is a unit vector parallel to the propagation direction (see Fig. 5.1).  $\vec{r}_i$  represents

the station coordinates,  $\tilde{X}_{il}$  the complex spectra of the seismic data, calculated from the discrete time series  $x_i(t_j)$  by a Fast Fourier Transform (FFT).

An important prerequisite for the study of the small background oscillations is a careful data selection. All data containing strong earthquakes must be sorted out, where the magnitude threshold must be  $M_W = 5.7$  or even lower. In previous studies, the data selection was based on earthquake magnitudes from global bulletins, e.g., the CMT catalog [Dziewonski et al., 1981]. However, since there are always some events missing in these catalogs, the amplitudes of seismic surface waves depend not only on the earthquake magnitude and there are other disturbances than earthquakes which can make seismic data unsuitable for an analysis of the Earth's background oscillations, a new fully data-driven selection method was developed. This data selection was based only on the total signal power, estimated from the quietest station of the network, and the temporal distribution of the signal power averaged over the network. By this means, depending on time and station network, about 40-70% of the data were rejected, and only data with low stationary noise levels were retained.

The data were divided in segments of 3 h length with 2 h overlap. After the selection process, eq. (1) was applied to the remaining data for frequencies between 5 and 8 mHz. To obtain robust estimates of the propagation direction of the background Rayleigh waves, the results were averaged over 10 days. Finally, a normalization was carried out to highlight the azimuthal dependence. The result for the GRSN stations is shown in Fig. 2. The beam power according to eq. (1) is plotted in gray scale against back azimuth and time.

This beam power distribution clearly exhibits seasonal variations of the background Rayleigh waves' propagation direction. The seasonal patterns show a remarkably high recurrence rate, arguing for large scale weather processes as the origin of the background oscillations.

Unfortunately, it is not possible to determine the distance to the source of seismic surface waves with only one array. To further constrain the source regions, the same analysis was carried out for two other networks, the BDSN and the F-net. Although these networks are less suited for an array analysis of the background Rayleigh waves due to unfavorable array geometries, the data from these arrays yield the same regular seasonal variations of the propagation directions.

To improve the source location, cross bearings were performed with the data from all three networks. Parts of the northern and eastern Pacific, the southern Atlantic and the Indian Ocean could be identified as the main source regions of the background oscillations of the Earth (see Figs. 5.20 and 5.21). Since these are all located in the sea, an oceanic excitation seems more probable than an excitation by atmospheric turbulence. To corroborate this inference and to reveal possible relations between ocean waves and the background Rayleigh waves, the results of the cross bearings were compared to global distributions of the significant wave height in the oceans. While ocean waves and seismic waves show a good correlation in the North Pacific Ocean, the situation for the other source regions of seismic

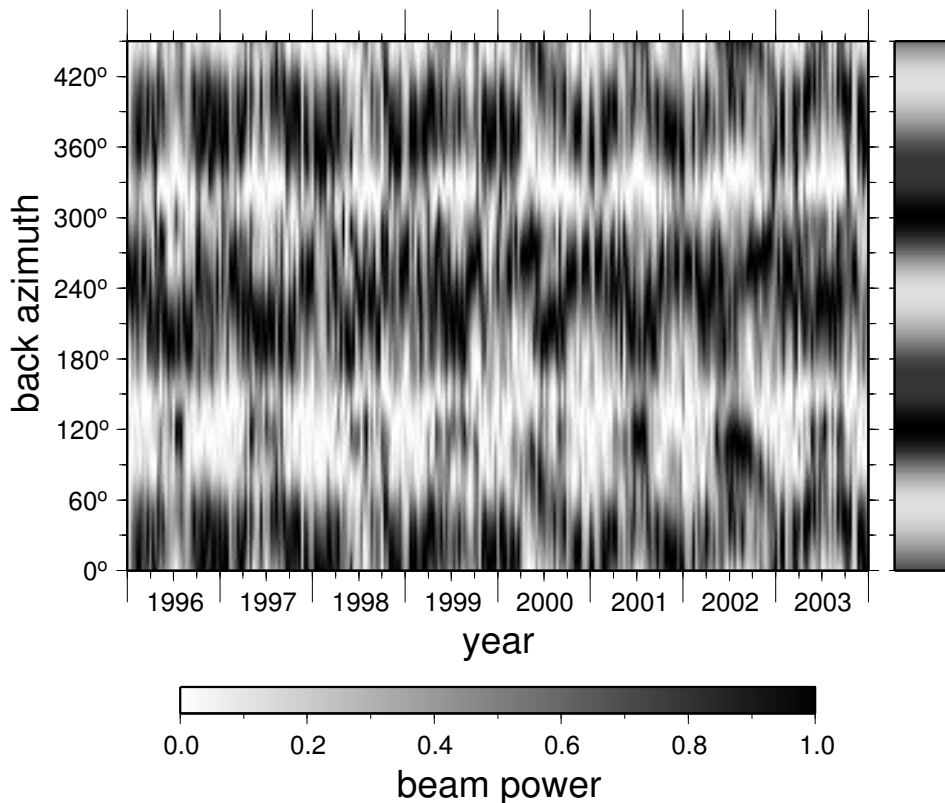


Fig.2: Left: Seismic beam power versus back azimuth and time for GRSN data in the frequency band 5-8 mHz. Right: Array response function.

waves is less clear. In the southern Atlantic and parts of the Indian Ocean, wave heights of 8 m and more can be observed all the year, whereas in the eastern Pacific the significant wave height almost never exceeds 5 m.

However, one has to keep in mind that infragravity waves, the long-period ocean waves which are assumed to be the cause of the background oscillations [e.g., Webb et al., 1991; Webb, 2007], are not directly related to the short-period ocean waves that enter into the estimation of the significant wave height. Instead, infragravity waves can in principle freely propagate across the ocean basins and thus be present in regions without the high short-period ocean waves necessary for their generation. In the case of the eastern Pacific Ocean, it is likely that there are infragravity waves which have been generated in the south-western part of the basin [e.g. Munk et al., 1963].

A more direct relation between the occurrence of background Rayleigh waves and short period ocean waves can be observed in the North Atlantic Ocean. While on average there is no significant generation of background Rayleigh waves in this area, a number of events with strong 'background' Rayleigh waves passing the GRSN could be identified after large storms over the North Atlantic Ocean.

It could be shown that in coincidence with the arrival of high ocean waves at the coastlines of the north-eastern Atlantic, seismic Rayleigh waves with periods over 100 sec are excited. Although the short period ocean waves are higher in the open sea, there is no seismic excitation at long periods until these waves reach the coastlines.

This observation also argues for infragravity waves as the cause of the background oscillations. In the North Atlantic ocean, infragravity waves are usually much smaller than, say, in the Pacific. During strong storms, however, the amplitudes of infragravity waves can reach similar amplitudes as observed in the Pacific Ocean [Webb, 1998].

The observation of long-period Rayleigh waves excited by ocean waves hitting the coastline led to an important question concerning the nature of the forces acting on the solid Earth. All current physical models for the excitation of the hum rely on pressure forces exerted on the solid Earth, either by the atmosphere or the oceans. Such forces can excite Rayleigh waves or spheroidal modes, respectively, but no Love waves or toroidal modes. Ocean waves hitting a coastline, however, should cause significant horizontal forces. Due to their elliptic polarization, Rayleigh waves can be excited by vertical (pressure) as well as horizontal forces. In contrast to vertical forces, however, horizontal forces can excite both Rayleigh and Love waves or, equivalently, spheroidal and toroidal modes. So the question was: Is there also a permanent excitation of toroidal modes, arguing for the presence of horizontal forces, or is there only a spheroidal hum of the Earth?

This question was already posed just after the discovery of the Earth's hum [Suda et al., 1998]. However, it was considered unsolvable due to the much higher levels of background noise in horizontal seismic data at very long periods.

Since there were no reports about previous searches for toroidal background oscillations, an effort was made to answer this question. Based on different noise studies [Berger et al., 2004; Ekström and Nettles] and experiences gained from the study of vertical component data, about 30 low-noise stations were selected. At first, power spectral densities were calculated to estimate the horizontal noise levels. To search for background oscillations in the quietest of these data, spectral analyses were performed, using two different approaches: 1) long-term spectrograms, consisting of the first quartiles of power spectral density calculated separately for each month, and 2) spectrograms for the time segments with the lowest noise levels. The latter are shown in appendix A.4 for the four quietest stations: BFO (two seismometers), TTO, MAJO and BJT. For each station and data channel, the data (8-13 years) were divided into 24 h segments with 12 h overlap. The 1000 segments with the lowest signal power between 3 and 7 mHz were selected and used to create a spectrogram. These spectrograms reveal some faint persistent spectral lines indicating a possible detection of background oscillations in horizontal seismic data. The facts that some of these spectral lines show spacings of  $\approx 0.1$  mHz and that the power spectral densities approach the detection threshold ( $\approx -178$  dB) for the vertical background oscillations, corroborate this

assumption. The respective median spectra for these spectrograms are depicted in Fig. 3. Vertical lines mark the frequencies of spheroidal and toroidal fundamental modes. A spectrum for the vertical component data from BFO was included to emphasize the different noise levels of horizontal and vertical components.

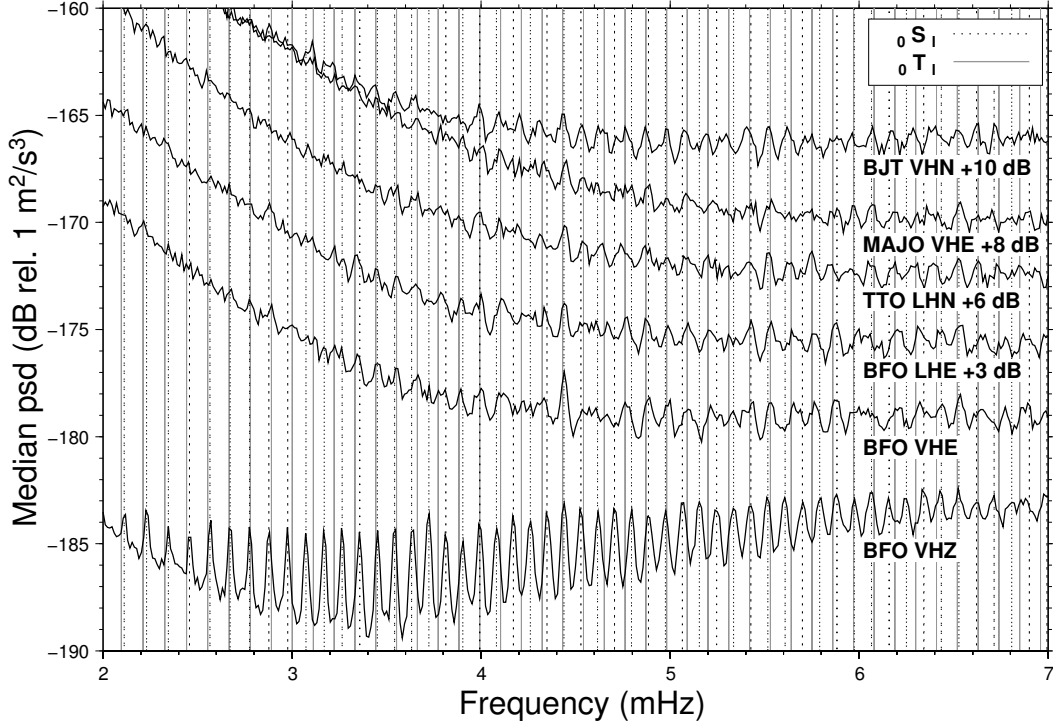


Fig. 3: Medians of acceleration power spectral density for the quietest horizontal datasets. Vertical lines mark the frequencies of spheroidal and toroidal fundamental modes. For comparison, a spectrum for the vertical component data from BFO is included.

In contrast to the vertical spectrum (BFO VHZ), it is impossible to assign each spectral peak to a mode of oscillation for the horizontal components. Nevertheless, the horizontal spectra show a high similarity, indicating that the observed spectral structure is a global feature of horizontal seismic noise.

Due to the slightly different spacings of fundamental spheroidal and toroidal modes, there are some toroidal modes which coincide with a spheroidal mode, whereas in between, spheroidal and toroidal modes alternate with each other. Upon a close inspection of Fig. 3, one can see that the most pronounced peaks and troughs in the horizontal spectra appear near such spheroidal-toroidal mode junctions. In between, the psd shows a more complex behavior. In the spectrum BFO VHE, the quietest horizontal data channel, all but three spectral peaks between 3 and 5 mHz can be assigned to either a spheroidal or a toroidal fundamental mode. From these observations and the fact that the spectra are dominated neither by

spheroidal nor by toroidal modes, it seems that there is a permanent excitation of both spheroidal and toroidal fundamental modes with similar amplitudes for both kinds of modes.

Since it is difficult to distinguish between different mode branches in power spectra, and free oscillations can also be viewed as interfering surface waves, a search for long-period surface waves was conducted. In principle this could be done either by an array analysis or by the study of three-component recordings from a single station. However, both methods cannot be applied in this case because of the poor signal to noise ratio and the small amount of suitable data sets. Instead, a method suggested by Ekström [2001] to detect background Rayleigh waves in the time domain using vertical component data of a single station was extended to the horizontal case. This method relies on the fact that for long-period seismic surface waves the travel time for one full orbit is only slightly dependent on the traveled path. Thus such surface waves return to a particular point at the same time, independent of their propagation direction. To detect surface waves, Ekström applied an inverse great circle operator, comprising the well-known dispersion and attenuation characteristics, to vertical seismic data. The application to a R3 wave train, for example, yields a wave train R1\* which is similar to R1. By comparing the transformed seismograms with the original ones (e.g., R1\* with R1) calculating cross correlations, Ekström provided the first direct evidence of background Rayleigh waves.

For the analysis of the horizontal data, an additional inverse operator for Love waves – different from that for Rayleigh waves – was used. By applying both operators, the data of all three components could be tested independently for Rayleigh and Love waves. The results for the stations BFO and TTO are depicted in Fig. 4. Each curve is the median of 1000 cross correlation functions, calculated for the same data segments that were used to build the spectrograms. Prior to the application of the inverse great circle operators, the data were filtered between 2.5 and 10 mHz.

As expected, all vertical components show background Rayleigh waves and no Love waves. However, some of the cross correlations for the horizontal data are also greater than zero for  $\Delta t = 0$ . In the E/W component data from the station BFO as well as in the N/S component data from the station TTO, there are indications for both Rayleigh and Love waves. In addition, the N/S component data from the station BFO show also signs of Love waves. Only for the E/W component at TTO which is more noisy, neither Love nor Rayleigh waves can be detected. The wave trains around  $\pm 30$  min for some correlation functions are due to the use of the wrong great-circle operator and are consistent to the observed zero lag correlations. Thus the results in Fig. 4 substantiate that both Rayleigh and Love waves and their free-oscillation counterparts, spheroidal and toroidal fundamental modes, can be permanently detected.

This is the first evidence of the continuous excitation of the fundamental toroidal modes of the Earth. As mentioned above, this observation conflicts with the exis-

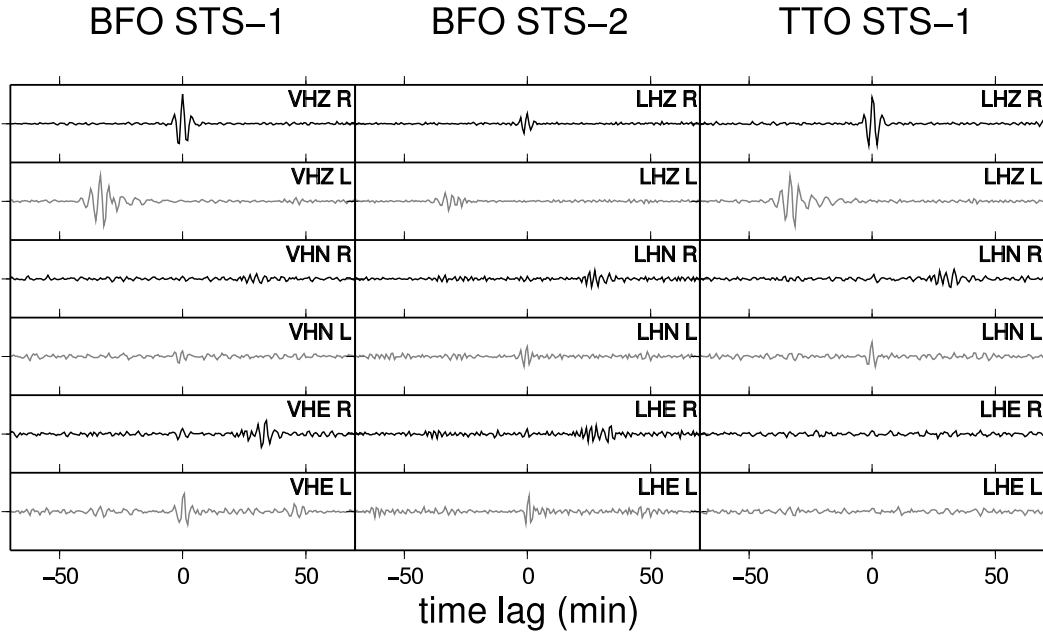


Fig. 4: Cross correlations for the detection of background surface waves. Each curve represents the median of 1000 cross correlation functions.

R: Rayleigh waves, L: Love waves.

ting theories for the excitation of the Earth's hum. Regardless of whether the spheroidal and the toroidal modes are excited together or not, new approaches invoking horizontal forces are required to explain the toroidal hum of the Earth. Possible excitation mechanisms might be wind shear or shear forces from infragravity waves on the continental shelves. Pressure forces on inclined surfaces or an indirect excitation of the toroidal modes by spheroidal-toroidal mode coupling are not expected to yield similar amplitudes for both kinds of modes.

Ten years after the discovery of the spheroidal hum of the Earth, its sources have not been ultimately identified yet. All attempts to learn more about the hum are hampered by the low signal to noise ratio, and to provide further insights, more high-quality seismic observatories and networks are needed. Recent studies, including the present work, suggest that the background oscillations are caused by ocean waves. Thus it seems likely that there is a close relationship between the Earth's hum and marine microseisms, and it might be promising to study both phenomena in common. There are still open questions concerning the excitation of microseisms, and the study of this part of the seismic spectrum, which might be more easy due to the higher amplitudes, could also improve the understanding of the Earth's hum.





# Kapitel 1

## Einleitung

Als nach dem Chile-Erdbeben vom 22. Mai 1960, dem stärksten Erdbeben der letzten 100 Jahre, der erste experimentelle Nachweis von Eigenschwingungen des gesamten Erdkörpers gelang [Benioff et al., 1961; Ness et al., 1961], begann ein neues Kapitel in der globalen Seismologie. Erstmals war es möglich, die Frequenzen und das Abklingverhalten dieser Schwingungen zu messen und so neue Erkenntnisse über die innere Struktur der Erde zu gewinnen. Die beobachteten Amplituden und Phasen der Eigenschwingungen lieferten wertvolle Informationen über die Vorgänge am Erdbebenherd.

Bereits zuvor hatten Benioff et al. [1959] versucht, zu Zeiten ohne starke Erdbeben Erdeigenschwingungen zu messen, da sie annahmen, die Erde führe permanent Eigenschwingungen aus. Diese Vermutung sollte sich zwar als richtig erweisen, mit der damaligen Meßtechnik war der Nachweis jedoch nicht möglich. Erst vor rund 10 Jahren, nachdem bereits die Eigenschwingungen von tausenden von Erdbeben analysiert worden waren, gelang auch der Nachweis solcher Hintergrundeigenschwingungen [z.B. Suda et al., 1998]. Nahezu zeitgleich konnten mehrere Gruppen zeigen, daß die sphäroidalen Fundamentalmoden der Erde bei Frequenzen von 2 bis 20 mHz nicht nur nach starken Erdbeben, sondern permanent angeregt sind. Welche Ursachen diese permanenten Eigenschwingungen haben, ist jedoch trotz intensiver Bemühungen nach wie vor nicht abschließend geklärt.

Im Gegensatz zu den durch Erdbeben hervorgerufenen, freien Eigenschwingungen, deren Amplitude nach der Anregung exponentiell abklingt, sind die Hintergrundeigenschwingungen als stationärer Rauschprozeß mit annähernd konstanter, aber um Größenordnungen kleinerer Amplitude anzusehen.

Ein wesentlicher Hinweis für die Suche nach den Ursachen der steten Anregung der Erdeigenschwingungen war die Tatsache, daß zunächst nur fundamentale Sphäroidalmoden identifiziert werden konnten, nicht aber Obertöne oder Toroidalmoden. Dies deutete auf eine Anregung durch Druckkräfte nahe der Erdoberfläche hin. Als wahrscheinlichste Quellen gelten daher die Atmosphäre [z.B. Kobayashi und Nishida, 1998; Fukao et al., 2002] und die Ozeane [z.B. Rhie und Romanowicz, 2004; Tanimoto, 2005; Webb, 2007], aber auch eine direkte Beteiligung der

Sonne ist nicht auszuschließen [Thomson et al., 2007]. Das Ziel dieser Arbeit war es nun, durch eine räumliche Lokalisierung der Quellen die Ursachen der Hintergrundeigenschaften zu identifizieren.

Zu diesem Zweck sollten die Daten seismischer Breitbandstationen analysiert werden, insbesondere die des Deutschen Regionalnetzes (*German Regional Seismic Network*, GRSN). Dieses Netzwerk sollte dazu verwendet werden, die Ausbreitungsrichtungen der Rayleigh-Wellen zu bestimmen, die zum Aufbau der Hintergrundeigenschaften beitragen, um so die möglichen Quellregionen einzugrenzen. Die Resultate aus der Untersuchung der seismischen Daten sollten mit Klimadaten abgeglichen werden, um etwaige Verbindungen zu extremen Wetterereignissen wie z.B. Stürmen aufzudecken.

Auch wenn durch die Analyse von Erdeigenschaften in den vergangenen Jahrzehnten die innere Struktur der Erde weitgehend bekannt ist, könnte die Erforschung der Hintergrundeigenschaften neue Erkenntnisse über den Erdmantel liefern, da ihre Anregung im Gegensatz zu Erdbeben offenbar nicht auf die tektonischen Plattengrenzen beschränkt ist. Bei höheren Frequenzen wurde bereits erfolgreich gezeigt, daß aus dem seismischen Rauschen wertvolle Informationen über das durchlaufene Medium gewonnen werden können [z.B. Shapiro und Campillo, 2004]. Ferner bietet sich die Möglichkeit neuer Erkenntnisse über die Einflüsse der Atmosphäre und der Ozeane auf die feste Erde. Sowohl die Ozeane (bei  $f \geq 30$  mHz) als auch die Atmosphäre (bei  $f \leq 2$  mHz) üben bekanntermaßen Kräfte auf die Erde aus, die sich in seismischen Messungen widerspiegeln. Daher ist es denkbar, daß ähnliche Prozesse eine Rolle bei der Anregung der Hintergrundeigenschaften spielen. Schließlich könnten die Hintergrundeigenschaften als globales Phänomen langfristig indirekte Informationen über Klimaentwicklungen liefern. Im lokalen Maßstab wurden seismische Daten bereits zu diesem Zweck verwendet [Grevemeyer et al., 2000].

Die vorliegende Arbeit gliedert sich folgendermaßen: In Kapitel 2 werden kurz die wichtigsten Grundlagen zu Erdeigenschaften und seismischen Oberflächenwellen vorgestellt. Kapitel 3 widmet sich dem seismischen Rauschen mit Schwerpunkt auf den Hintergrundeigenschaften. Deren Eigenschaften werden in Kapitel 4 anhand der Korrelation der an jeweils zwei Stationen registrierten Signale untersucht, ehe in Kapitel 5 Netzwerke aus mehreren Stationen zur Lokalisierung der Quellen verwendet werden. Kapitel 6 beschreibt eine neue Beobachtung, die ein grundsätzliches Umdenken bei der Suche nach den Ursachen der Hintergrundeigenschaften erfordert: Die Entdeckung der toroidalen Hintergrundeigenschaften. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse in Kapitel 7.

# Kapitel 2

## Die Eigenschwingungen der Erde

### 2.1 Grundlagen

Jedes Jahr ereignen sich mehr als 100 Erdbeben, deren Momentenmagnitude  $M_W$  den Wert 6.0 übersteigt. Mit empfindlichen Meßgeräten wie Seismometern oder Gravimetern können die durch diese Erdbeben hervorgerufenen Erschütterungen weltweit beobachtet werden. Für die theoretische Beschreibung dieser globalen Erschütterungen haben sich in der Seismologie zwei Konzepte etabliert: Die Ausbreitung elastischer Wellen in einem Festkörper und, aufgrund der endlichen Ausdehnung der Erde, Eigenschwingungen des gesamten Erdkörpers.

Bei der Beschreibung mittels elastischer Wellen unterscheidet man meist zwischen zwei Arten von Wellen: Raumwellen, die sich im gesamten Erdinneren ausbreiten, und Oberflächenwellen, die auf die Erdoberfläche beschränkt sind. Die Beschreibung durch seismische Wellen bietet vor allem dann Vorteile, wenn nur ein relativ kleines, begrenztes Gebiet betrachtet werden soll. In diesem Fall läßt sich die Erde näherungsweise als unendlich ausgedehnter, ebener Halbraum auffassen, wodurch sich die zugrundeliegenden Bewegungsgleichungen erheblich vereinfachen.

In Wirklichkeit ist die Erde jedoch ein endlicher Körper, in dem sämtliche Wellenausbreitung begrenzt ist: Raumwellen werden an der Erdoberfläche und an inneren Grenzflächen reflektiert, Oberflächenwellen breiten sich entlang der Erdoberfläche aus und erreichen nach einem Umlauf wieder ihren Ausgangspunkt. An einem bestimmten Punkt der Erde treffen somit in zeitlicher Abfolge verschiedene seismische Wellen ein, die je nach Wellenlänge bzw. Frequenz konstruktiv oder destruktiv interferieren. Festgelegt durch Größe, Form und Struktur der Erde kann so nur bei bestimmten Frequenzen eine Resonanz über längere Zeiträume hinweg auftreten. Bei konstruktiver Interferenz bilden sich stehende Wellen aus: Die Eigenschwingungen der Erde. Die Ausbreitung seismischer Wellen und die Eigenschwingungen des Erdkörpers stellen also zwei äquivalente Konzepte zur Beschreibung der Bewegungen der Erde dar.

Eine anschauliche Analogie zu den Eigenschwingungen der Erde liefern die

Schwingungen einer fest eingespannten Saite. Eine solche Saite kann nur Schwingungen mit bestimmten diskreten Wellenlängen  $\lambda$  ausführen, die von der Länge  $L$  der Saite abhängen: Es ist  $\lambda = \frac{2L}{n}$  mit  $n \in \mathbb{N}$ . Alle Bewegungen der Saite lassen sich als Linearkombination dieser möglichen Schwingungsmoden darstellen. Die Lösung der zugehörigen Bewegungsgleichung entspricht der Lösung eines Eigenwertproblems, dessen Eigenwerte die Frequenzen der verschiedenen Schwingungsmoden sind. Die Saitenschwingung mit der kleinsten Frequenz wird als Grund- oder Fundamentalmode bezeichnet, die höherfrequenten Schwingungen als Obertöne.

Analog dazu werden auch die Eigenschwingungen der Erde durch ihre Eigenfunktionen und -frequenzen beschrieben. Wie für alle schwingungsfähigen Systeme stellen auch hier die Eigenfunktionen ein vollständiges Orthogonalsystem dar, und sämtliche Schwingungen der Erde lassen sich als gewichtete Summe dieser Eigenfunktionen beschreiben.

Ein umfassende theoretische Darstellung der globalen Seismologie mit dem Schwerpunkt Eigenschwingungen lieferten Dahlen und Tromp [1998]. In enger Anlehnung daran sollen im folgenden die wichtigsten Aspekte im Hinblick auf diese Arbeit kurz vorgestellt werden.

Um die theoretische Beschreibung der Erdeigenschwingungen zu erleichtern, wird die Erde häufig näherungsweise als ein kugelsymmetrischer, elastischer, isotroper und nicht rotierender Festkörper angenommen. Ein solches Erdmodell wird auch als SNREI-Modell (*S*pherically symmetric, *N*on-*R*otating, *E*lastic, *I*sotropic) bezeichnet und ist durch die radialen Verteilungen der Dichte  $\rho(r)$ , der Inkompressibilität  $\kappa(r)$  und der Schersteifigkeit  $\mu(r)$  vollständig bestimmt. Wirken keine äußeren Kräfte, so lautet die linearisierte Bewegungsgleichung für ein solches Modell in Kugelkoordinaten:

$$\begin{aligned} \omega^2 \rho \vec{s} = & - \left( \kappa + \frac{1}{3} \mu \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{s}) - \mu \vec{\nabla}^2 \vec{s} - \left( \dot{\kappa} - \frac{2}{3} \dot{\mu} \right) (\vec{\nabla} \cdot \vec{s}) \hat{r} \\ & - 2\mu \left[ \partial_r \vec{s} + \frac{1}{2} \hat{r} \times (\vec{\nabla} \times \vec{s}) \right] + 4\pi G \rho^2 s_r \hat{r} \\ & + \rho \vec{\nabla} \phi + \rho g \left[ \vec{\nabla} s_r - \left( \vec{\nabla} \cdot \vec{s} + \frac{2}{r} s_r \right) \hat{r} \right]. \end{aligned} \quad (2.1)$$

Hier ist  $\omega$  die Eigenfrequenz,  $s_r = \vec{s} \cdot \hat{r}$  ist die Radialkomponente des Verschiebungsfeldes  $\vec{s}$ ,  $\hat{r}$  der radiale Basisvektor. Für  $\vec{s}$  wurde bereits angenommen, daß es von der Form  $\vec{s}(\vec{r}, t) = \vec{s}(\vec{r}) e^{i\omega t}$  ist.  $\phi$  ist das Gravitationspotential,  $G$  die Gravitationskonstante und  $g$  die Schwerebeschleunigung. Der Differentialoperator  $\frac{d}{dr}$  wird durch einen Punkt gekennzeichnet, z.B.  $\dot{\kappa} = \frac{d\kappa}{dr}$ . Für die Perturbation von  $\phi$  gilt:

$$\vec{\nabla}^2 \phi = -4\pi G (\rho \vec{\nabla} \cdot \vec{s} + \dot{\rho} s_r). \quad (2.2)$$

Zur Lösung der Bewegungsgleichung werden folgende Randbedingungen herangezogen (T ist der Spannungstensor):

- Die Erdoberfläche ist spannungsfrei:  $\hat{r} \cdot T = \vec{0}$ .
- Die Spannungen an inneren Grenzflächen sind stetig:  $[\hat{r} \cdot T]_{\pm}^{\pm} = \vec{0}$
- Die Störung des Schwerepotentials  $\phi$  ist überall stetig.
- An festen Grenzflächen ist  $\vec{s}$  stetig, an Übergängen von fest nach flüssig ist  $s_r$  stetig.

Dann läßt sich die Bewegungsgleichung mit dem Separationsansatz

$$\begin{aligned} {}_n\vec{s}_l^m(r, \theta, \varphi) &= {}_nU_l(r)Y_l^m(\theta, \varphi)\hat{r} + \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}}{}_nV_l(r)\vec{\nabla}_s Y_l^m(\theta, \varphi) \\ &\quad - \frac{1}{\sqrt{l(l+1)}}{}_nW_l(r)\hat{r} \times \vec{\nabla}_s Y_l^m(\theta, \varphi) \end{aligned} \quad (2.3)$$

lösen. Dabei ist

$$\vec{\nabla}_s = \hat{\theta}\partial_{\theta} + \frac{\hat{\varphi}\partial_{\varphi}}{\sin\theta}$$

der Oberflächengradient in sphärischen Polarkoordinaten,

$$Y_l^m(\theta, \varphi) = (-1)^m \sqrt{\frac{2l+1}{4\pi} \frac{(l-m)!}{(l+m)!}} P_l^m(\cos\theta) e^{im\varphi}$$

sind die normierten Kugelflächenfunktionen und  $P_l^m(\cos\theta)$  die zugeordneten Legendre-Polynome.  $l$  und  $m$  sind ganze Zahlen, wobei  $m$  nur die  $2l+1$  Werte im Intervall  $[-l, l]$  annehmen kann. Die allgemeine Lösung von (2.1) ist eine lineare Superposition der möglichen Lösungen von der Form

$$\vec{s}(\vec{r}, t) = \sum_{n,l,m} {}_n a_l^m {}_n \vec{s}_l^m(\vec{r}) e^{in\omega_l^m t}. \quad (2.4)$$

Bei Verwendung des Lösungsansatzes aus Gleichung (2.3) erhält man drei Gleichungen für die rein radialen Eigenfunktionen  $U, V$  und  $W$ . Bei der Bestimmung dieser Eigenfunktionen zeigt sich, daß die Funktionen  ${}_n W_l(r)$  von  ${}_n U_l(r)$  und  ${}_n V_l(r)$  vollständig entkoppelt sind. Damit gibt es zwei unabhängige Typen von Erdeigenschaften. Die durch  $U$  und  $V$  beschriebenen Moden werden als

sphäroidal (manchmal auch poloidal) bezeichnet, die durch  $W$  beschrieben als toroidal oder auch torsional.

Das Verschiebungsfeld der sphäroidalen Moden ist wirbelfrei und besitzt sowohl radiale als auch tangential Anteile, das Verschiebungsfeld der toroidalen Moden ist dagegen rein tangential und divergenzfrei. Aufgrund ihres radialen Bewegungsanteils werden die Sphäroidalmoden durch die Schwere beeinflusst und ermöglichen somit Rückschlüsse auf die Dichtestruktur im Erdinneren.

Die Sphäroidalmoden werden mit  ${}_nS_l^m$  bezeichnet, die Toroidalmoden mit  ${}_nT_l^m$ . Dabei sind  $n$  die Obertonnummer,  $l$  der Grad und  $m$  die azimutale Ordnung einer Schwingungsmode. Analog zur schwingenden Saite werden die Moden mit  $n = 0$  als Fundamentalmoden bezeichnet, bei  $n > 0$  spricht man von höheren Moden oder Obertönen. Die azimutale Ordnung  $m$  kann  $2l + 1$  verschiedene Werte von  $-l$  bis  $l$  annehmen, für jedes Parameterpaar  $(n, l)$  gibt es also  $2l + 1$  verschiedene Eigenfunktionen. Eine solche Gruppe von Moden wird als Multiplett bezeichnet, eine einzelne Mode, festgelegt durch die drei Parameter  $n, l$  und  $m$ , wird Singulett genannt.

Die Bewegungsgleichung (2.1) entspricht dem vereinfachten Fall eines SNREI-Modells. Für ein solches Modell sind alle zu einem Multiplett gehörenden Singuletts entartet und besitzen dieselbe von  $m$  unabhängige Eigenfrequenz  ${}_n\omega_l$ . Diese Entartung wird in der Realität jedoch durch die Rotation und die Abplattung der Erde sowie durch Anisotropie und laterale Heterogenitäten aufgehoben. Die Eigenfrequenzen  ${}_n\omega_l^m$  sind dann abhängig von drei Parametern, und durch die Beobachtung der Aufspaltung von Moden, also die getrennte Beobachtung einzelner Singuletts, lassen sich wertvolle Informationen über die dreidimensionale Struktur der Erde gewinnen.

Abbildung 2.1 zeigt ein Dispersionsdiagramm für die sphäroidalen Eigenschwingungen der Erde. Für einen bestimmten Wert  $l$  weist die Fundamentalmode jeweils die geringste Frequenz auf. Wie aus der Abbildung zu ersehen ist, gilt für  $n = 0$  und  $l > 20$  näherungsweise  $\omega \sim l$ , d.h., der Frequenzabstand benachbarter Fundamentalmoden ist annähernd konstant.

In Abb. 2.2 sind die beiden sphäroidalen Fundamentalmoden  ${}_0S_0$  und  ${}_0S_2^0$  schematisch dargestellt.  ${}_0S_0$ , auch als „Atmen der Erde“ bezeichnet, besitzt ein rein radiales Verschiebungsfeld und entspricht einer sinusförmigen Zu- und Abnahme des Erdradius.  ${}_0S_2^0$  dagegen wird manchmal auch als „Football-Mode“ bezeichnet, da die Erde in diesem Fall - in stark überhöhter Darstellung und für das Singulett mit  $m = 0$  - abwechselnd die Form eines stehenden American Football und eines Kürbisses annimmt.

Abb. 2.3 zeigt die Eigenfunktionen  ${}_nU_l$  (durchgezogen) und  ${}_nV_l$  (gestrichelt) für einige der sphäroidalen Moden. Im Gegensatz zu den Obertönen weisen die Fundamentalmoden keine radialen Knotenflächen auf. Mit größer werdendem Parameter  $l$  nimmt die Eindringtiefe immer mehr ab.

Abbildung 2.4 zeigt ein Dispersionsdiagramm für die toroidalen Eigenschwingungen der Erde. Wie bei den sphäroidalen Moden weisen die Fundamentalmoden

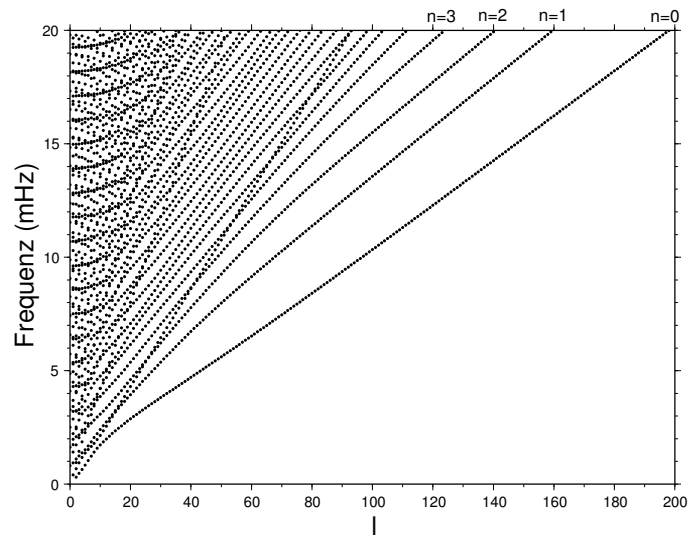
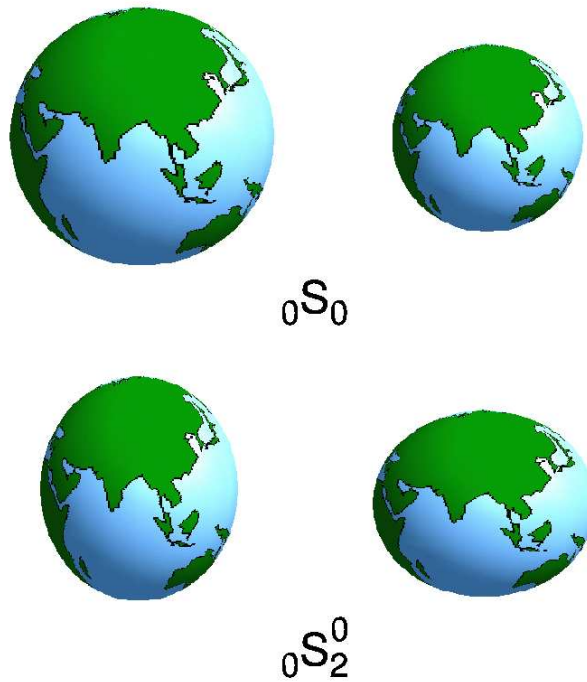


Abb. 2.1: Dispersionsdiagramm für die Sphäroidalmoden

Abb. 2.2: Schematische Darstellung der Sphäroidalmoden  ${}_0S_0$  und  ${}_0S_2^0$ 

für einen bestimmten Wert von  $l$  die niedrigste Frequenz auf. Für große  $l$  verlaufen die Dispersionsäste annähernd linear, im Fall der Fundamentalmoden etwa ab  $l = 10$ . In Abb. 2.5 ist die toroidale Fundamentalmode  ${}_0T_2$  für  $m = 0$  schematisch

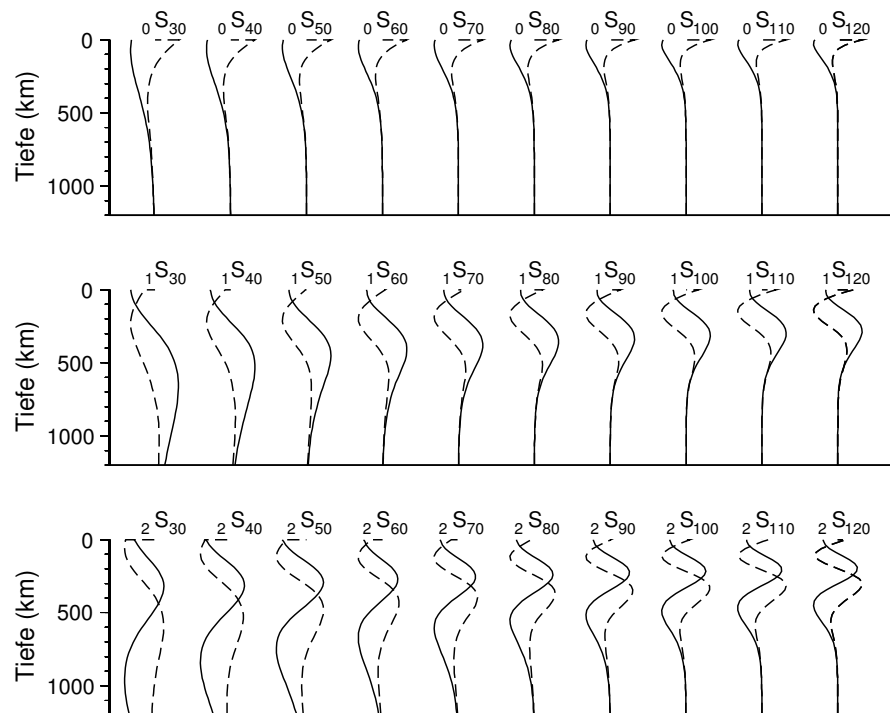


Abb. 2.3: Sphäroidale Eigenfunktionen  ${}_nU_l(r)$  (durchgezogen) und  ${}_nV_l(r)$  (gestrichelt) für Tiefen bis 1200 km. Nach [Dahlen und Tromp, 1998].

dargestellt. Sie läßt sich als torsionale Schwingung auffassen, bei der die beiden Hemisphären in entgegengesetzter Richtung verdrillt werden.

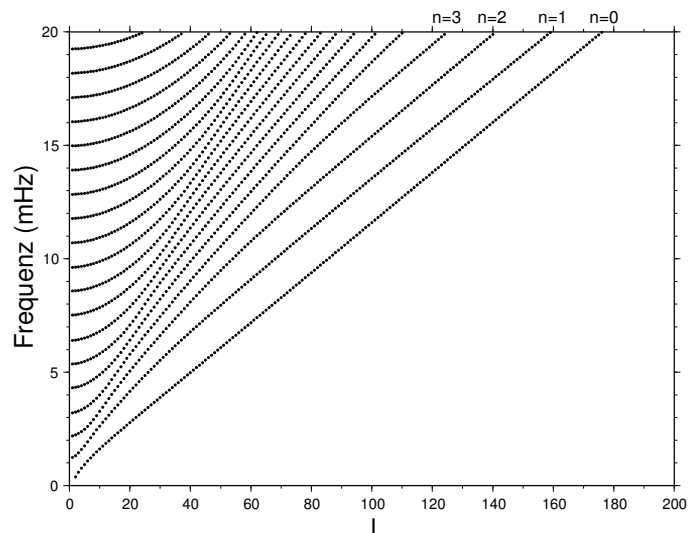
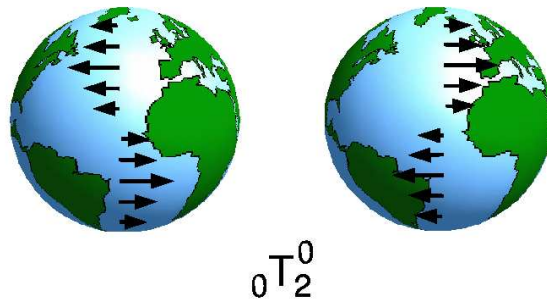
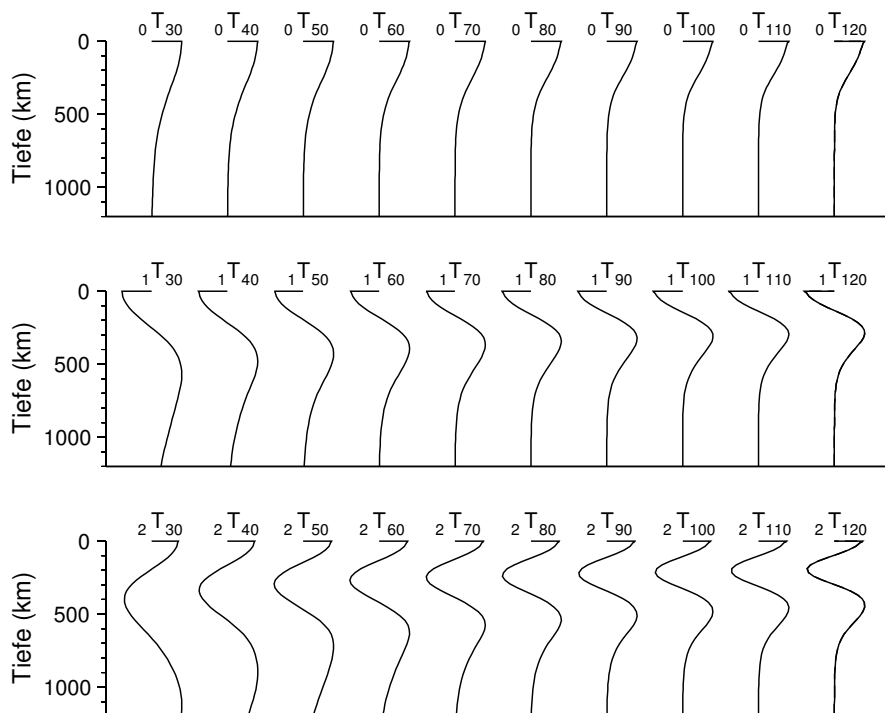


Abb. 2.4: Dispersionsdiagramm für die Toroidalmoden



Abb. 2.5: Schematische Darstellung der Toroidalmode  ${}_0T_2^0$ 

In Abb. 2.6 sind die Eigenfunktionen  ${}_nW_l$  einiger Toroidalmoden zu sehen. Alle nehmen an der Erdoberfläche den Maximalwert an. Wie bei den Sphäroidalmoden nimmt die Eindringtiefe mit zunehmendem  $l$  ab.

Abb. 2.6: Toroidale Eigenfunktionen  ${}_nW_l(r)$  für Tiefen bis 1200 km. Nach [Dahlen und Tromp, 1998].

Neben den Eigenschaften, die zur Aufhebung der  $m$ -Entartung der Eigenschwingungen führen, zeigt die Erde eine weitere Abweichung von einem idealisierten Festkörper: Sie ist anelastisch, d.h., seismische Wellen bzw. Eigenschwingungen werden gedämpft und verlieren mit der Zeit an Energie. Die zeitliche Abnahme der Schwingungsamplitude  $A$  folgt einer Exponentialfunktion:

$$A(t) \sim e^{-\alpha t}.$$

Dabei ist  $\alpha = \omega/2Q$ .  $Q$  ist der Gütefaktor einer Schwingung und legt deren Abklingrate fest. Die Amplitude einer Schwingung mit Periode  $T$  ist nach der Zeit  $t = Q \cdot T$  auf ca. 4.3% der Anfangsamplitude gefallen. Die Halbwertszeit einer Schwingung beträgt  $T_H = 2Q \ln 2/\omega$ . Die Perioden, Gütefaktoren und Halbwertszeiten einiger Moden sind in Tab. 2.1 aufgelistet. Die Mode  ${}_0T_0$  existiert nicht, die Periode und der Gütefaktor der bisher nicht beobachteten Slichter-Mode  ${}_1S_1$  [Slichter, 1961] sind unbekannt.

Sphäroidalmoden				Toroidalmoden			
Mode	$T$ [s]	$Q$	$T_H$ [h]	Mode	$T$ [s]	$Q$	$T_H$ [h]
${}_0S_0^a)$	1230	5880	443	${}_0T_0$	-	-	-
${}_0S_2^a)$	3230	813	161	${}_0T_2^b)$	2650	250	40.6
${}_0S_{10}^a)$	580	358	12.7	${}_0T_{10}^a)$	620	188	7.14
${}_0S_{25}^a)$	298	242	4.42	${}_0T_{25}^a)$	300	138	2.54
${}_0S_{50}^a)$	178	148	1.61	${}_0T_{50}^b)$	165	131	1.32
${}_0S_{80}^b)$	119	122	0.890	${}_0T_{80}^b)$	107	135	0.885
${}_1S_1$				${}_1T_1^b)$	809	260	12.9
${}_1S_{10}^b)$	466	378	10.8	${}_1T_{10}^b)$	382	223	5.22
${}_2S_1^b)$	2480	397	60.3	${}_2T_1^b)$	457	204	5.71
${}_2S_{10}^b)$	416	181	4.61	${}_2T_{10}^b)$	306	238	4.46

Tab. 2.1: Gütefaktoren und Halbwertszeiten einiger ausgewählter Moden nach <sup>a)</sup>[Masters und Widmer, 1995] und <sup>b)</sup>[Dziewonski und Anderson, 1981]

## 2.2 Oberflächenwellen

Wie eingangs bereits erwähnt, lassen sich seismische Verschiebungen entweder als Überlagerung von Eigenschwingungen oder als propagierende seismische Wellen beschreiben, wobei man hier zwischen den sich durch das Erdinnere ausbreitenden Raum- und den entlang der Erdoberfläche laufenden Oberflächenwellen unterscheidet. Auch bei Raum- und Oberflächenwellen unterscheidet man wiederum

zwischen zwei verschiedenen Arten. Die Raumwellen gliedern sich in die longitudinal polarisierten P-Wellen und die transversal polarisierten S-Wellen, wobei „P“ und „S“ hier für „primär“ und „sekundär“ stehen, da P-Wellen stets eine höhere Geschwindigkeit aufweisen als S-Wellen und daher die erste bzw. primäre Phase eines Seismogramms darstellen. Bei Oberflächenwellen unterscheidet man zwischen den retrograd elliptisch polarisierten Rayleigh-Wellen und den transversal polarisierten Love-Wellen (s. Abb. 2.7). Wie für toroidale Eigenschwingungen sind auch für Love-Wellen die Verschiebungsfelder rein horizontal, während bei Rayleigh-Wellen sowohl horizontale als auch vertikale Verschiebungen auftreten.

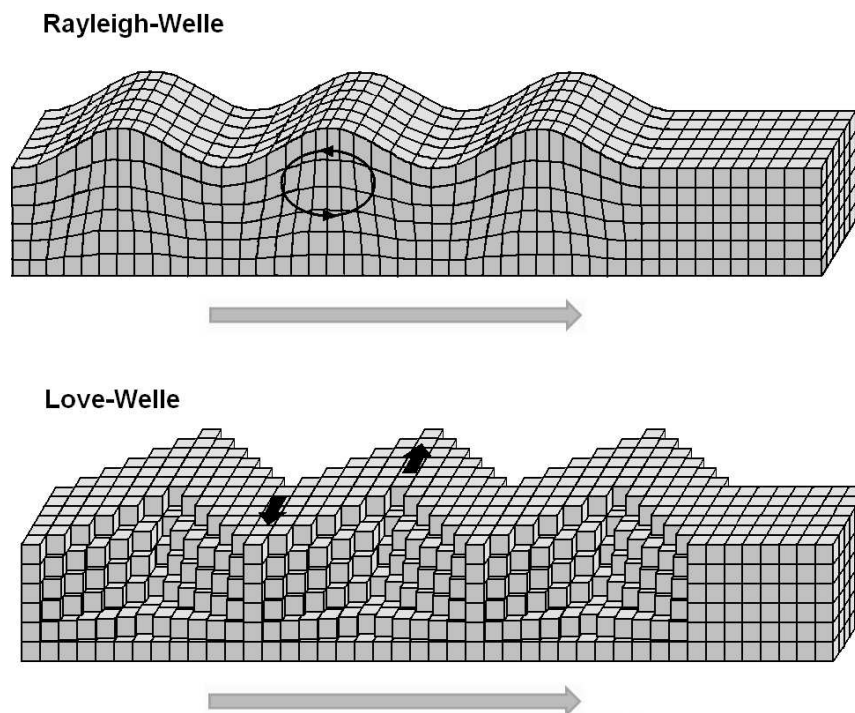


Abb. 2.7: Partikelbewegungen für Rayleigh- und Love-Wellen nach [Bolt, 1988].

Aufgrund der endlichen Größe des Erdkörpers passieren Oberflächenwellen jeden Punkt mehrere Male, die verschiedenen Wellenzüge werden durch die Ordnung  $s$  unterschieden. Dabei steht  $s = 1$  für eine auf dem kürzesten Weg von der Quelle zum Beobachter laufende Welle,  $s = 2$  bezeichnet die in die entgegengesetzte Richtung laufende Welle. Die verschiedenen Phasen für Rayleigh-Wellen werden mit R1, R2, R3, ..., für Love-Wellen mit G1, G2, G3, ... („G“ nach dem Seismologen Beno Gutenberg) bezeichnet. Das System für die Nomenklatur zeigt Abb. 2.8. Eine wichtige Eigenschaft von Oberflächenwellen ist die Dispersion, d.h., die Frequenzabhängigkeit der Ausbreitungsgeschwindigkeit. Die Phasen- und Gruppengeschwindigkeiten von Rayleigh- und Love-Wellen im Frequenzband von 1 bis 20 mHz zeigt Abb. 2.9. Da die Eindringtiefe seismischer Oberflächenwellen mit

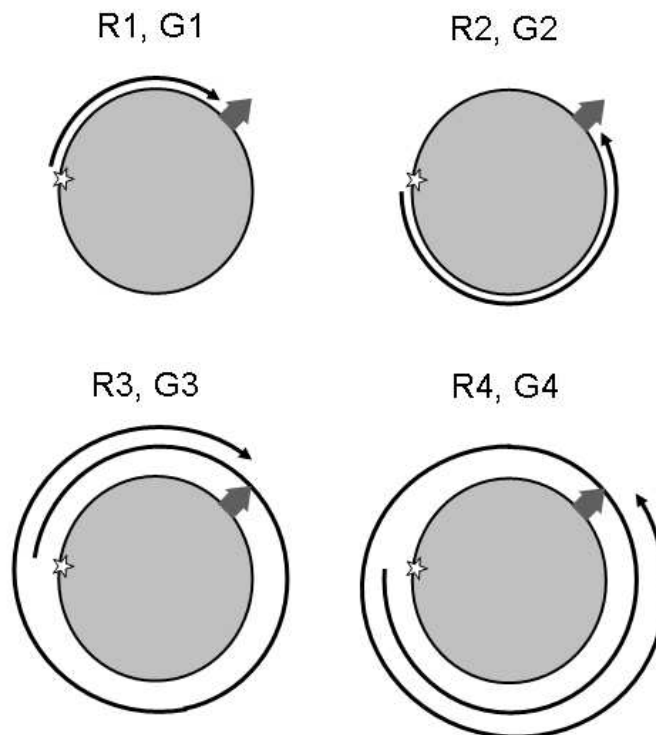


Abb. 2.8: Zur Bezeichnungweise mehrfach umlaufender Oberflächenwellen.

R: Rayleigh-Wellen, G: Love-Wellen. Nach [Dahlen und Tromp, 1998].

der Wellenlänge zunimmt und die Wellengeschwindigkeiten im allgemeinen mit der Tiefe größer werden, wächst mit kleiner werdender Frequenz bzw. größer werdender Wellenlänge auch die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenwellen. Dies führt dazu, daß Oberflächenwellen in den Seismogrammen weit entfernter Erdbeben im Gegensatz zu den Raumwellen als langgezogene Wellenzüge zu beobachten sind.

## 2.3 Beobachtung von Erdeigenschwingungen

Nach den ersten theoretischen Betrachtungen zu den Eigenschwingungen der Erde im 19. Jahrhundert [Lamb, 1882] dauerte es noch fast 80 Jahre, bis deren Existenz anhand von Seismogrammen nachgewiesen werden konnte. Dies gelang erst nach dem Chile-Erdbeben vom 22. Mai 1960, dem mit einer Magnitude von 9.5 bisher stärksten aufgezeichneten Erdbeben [Benioff et al., 1961; Ness et al., 1961]. Zwar hatten Benioff et al. [1959] bereits zuvor versucht, permanente Erdeigenschwingungen zu Zeiten ohne starke Erdbeben nachzuweisen, allerdings ohne Erfolg. Erst die Berechnung von Leistungsspektren aus den Seismogrammen des Erdbebens in Chile ermöglichte die erste Messung der Frequenzen und der

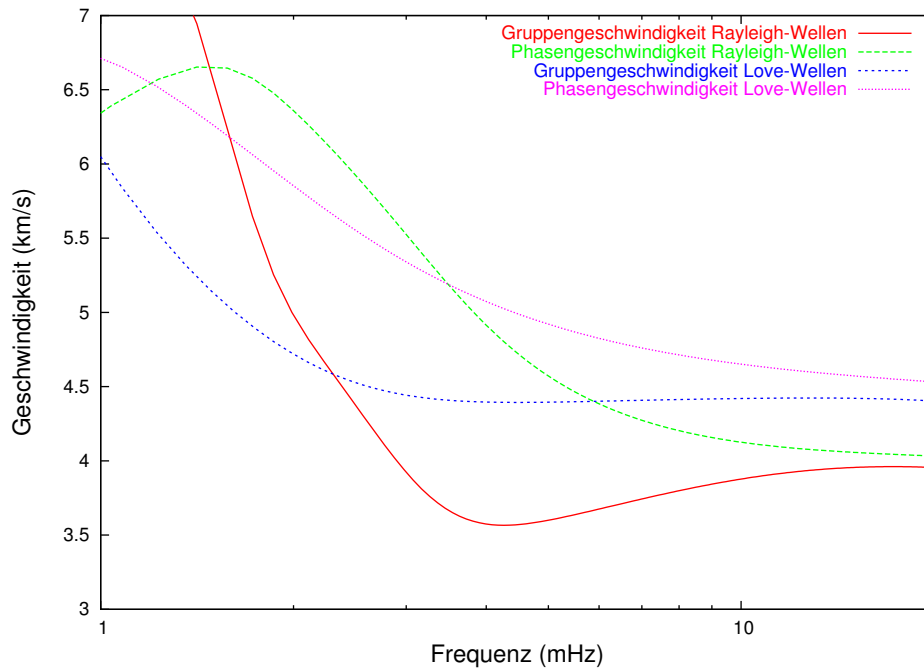


Abb. 2.9: Dispersionskurven für Rayleigh- und Love-Wellen auf der Grundlage des Erdmodells 1066A [Gilbert und Dziewonski, 1975].

Gütefaktoren von Erdeigenschwingungen. Diese erste Messung gilt heute als ein Meilenstein der globalen Seismologie. Die gemessenen Werte stimmten bereits bis auf wenige Prozent mit den zuvor auf der Basis der damaligen Erdmodelle berechneten überein. So boten diese Meßwerte die Möglichkeit, die bestehenden, aus den Laufzeiten von Raumwellen ermittelten Erdmodelle zu beurteilen und zugleich weiter zu verbessern.

Mit der stetigen Weiterentwicklung der seismischen Sensoren und der Computertechnik konnten die Eigenschwingungen in den darauffolgenden Jahren und Jahrzehnten immer genauer charakterisiert werden. Damit verbesserten sich auch die an diese Beobachtungen angepaßten Erdmodelle immer weiter. Die heute verwendeten globalen Erdmodelle beruhen zu wesentlichen Teilen auf der Beobachtung von Erdeigenschwingungen nach starken Erdbeben [Gilbert und Dziewonski, 1975; Dziewonski und Anderson, 1981] und sind, obwohl neuere Studien die Notwendigkeit weiterer Korrekturen zeigten, nach wie vor die am häufigsten verwendeten Referenzmodelle.

Neben der Aufklärung der inneren Struktur der Erde lieferte die Erforschung der Eigenschwingungen wesentliche Beiträge zum Verständnis tektonischer Bruchprozesse. Während die Eigenfrequenzen und Gütefaktoren der verschiedenen Moden durch die Erdstruktur bestimmt sind, hängen die beobachteten Amplituden und Phasen vom Ort der Anregung und der Natur des Bruchprozesses ab. Die Inversion langperiodischer seismischer Daten zur Berechnung des Momententensors

[Gilbert und Dziewonski, 1975; Dziewonski et al., 1981] wird heute routinemäßig für starke und mittlere Erdbeben durchgeführt.

Während zu Beginn der 60er Jahre des 20. Jahrhunderts für eine meßbare Anregung der Erdeigenschwingungen ein Erdbeben der Stärke 8.5 oder mehr erforderlich war, können die Erdeigenschwingungen in den mit modernen Breitbandseismometern aufgezeichneten Daten schon für Erdbeben der Magnitude 6.5 nachgewiesen werden. Der Grund für diese erhöhte Empfindlichkeit ist die Verbesserung der verwendeten Meßapparaturen und der teils enorme Aufwand, der betrieben wird, um diese vor störenden Umwelteinflüssen zu schützen. Diese störenden Einflüsse sind heute an einer Vielzahl von seismischen Stationen der globalen und regionalen seismischen Netze auf ein Mindestmaß reduziert. Die verbleibenden Störungen, die zum universell vorhandenen seismischen Rauschen beitragen, sind Gegenstand des folgenden Kapitels.

# Kapitel 3

## Seismisches Rauschen

### 3.1 Allgemeines

Seit der ersten seismographischen Aufzeichnung eines Fernbebens durch von Rebeur-Paschwitz [1889] hat sich die Empfindlichkeit der Seismographen erheblich verbessert. Dennoch lassen sich auch heute mit modernen Seismometern und digitaler Registrierung nur Erschütterungen messen, die ein gewisses Maß überschreiten. Der Grund hierfür ist das seismische Rauschen. Unter seismischem Rauschen versteht man einen permanent vorhandenen Untergrundpegel, den jedes Seismometer auch in Zeiten ohne Erdbeben aufzeichnet. Da das Hauptaugenmerk der Seismologie auf der Erforschung von Erdbeben und den durch Erdbeben ausgesandten seismischen Wellen liegt, werden üblicherweise alle nicht durch Erdbeben hervorgerufenen Signalanteile dem Rauschen zugerechnet, obwohl diese auch seismische Wellen beinhalten, die sich zwar in ihrer Ursache, nicht jedoch in ihren Ausbreitungseigenschaften von Erdbebenwellen unterscheiden.

Die Quellen des seismischen Rauschens sind vielfältig: Globale Einflüsse wie Ozeanwellen können sich ebenso auf seismische Messungen auswirken wie lokale Störungen durch Niederschläge, Wind, Temperatur- oder Luftdruckschwankungen sowie anthropogene Rauschquellen durch Industrie oder Straßenverkehr. Auch die Meßgeräte selbst tragen zum Rauschen bei. Das in elektronischen Komponenten oder Analog-Digital-Wandlern entstehende Rauschen, das mechanische „Knistern“ durch Spannungen oder Korrosion im Seismometer oder das Ansprechen auf Magnetfeldänderungen sind nur drei Beispiele einer Vielzahl an möglichen Rauschquellen, die durch technische Maßnahmen zwar minimiert, jedoch nicht gänzlich verhindert werden können.

Die Problematik des seismischen Rauschens wurde früh erkannt, und so wurden früh Anstrengungen unternommen, dieses zu reduzieren, um möglichst viele Erdbeben mit dem bestmöglichen Signal-Rausch-Verhältnis aufzeichnen zu können. Zwar lassen sich viele Störeinflüsse durch die Wahl geeigneter Standorte, einen ausgeklügelten Aufbau der Seismometer oder deren Abschirmung gegen

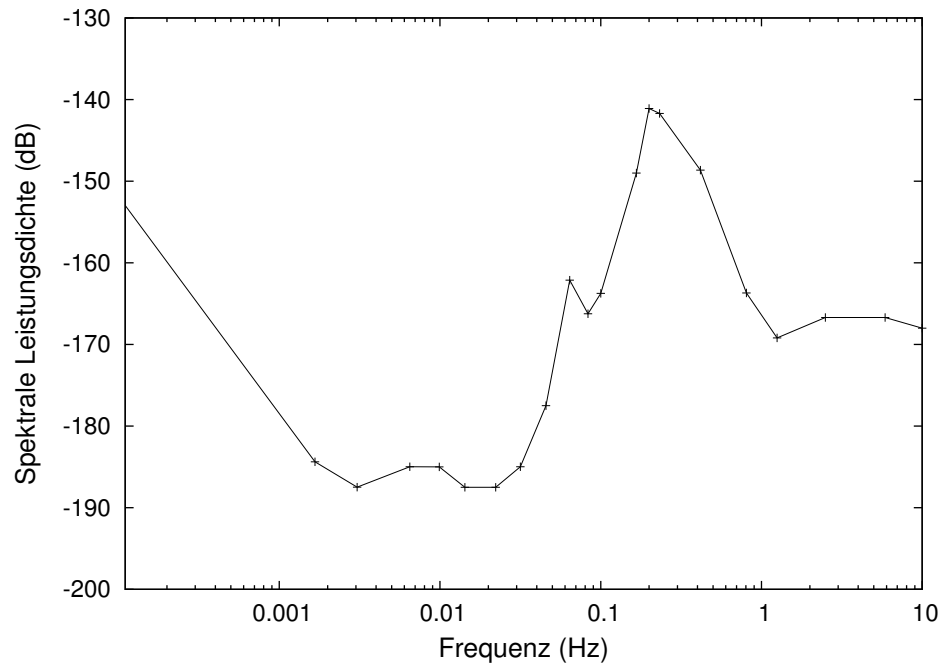


Abb. 3.1: Das *New Low Noise Model* nach Peterson [1993]

Umwelteinflüsse beseitigen oder zumindest reduzieren, jedoch sind auch die an den besten, optimal ausgestatteten Observatorien registrierten Daten nicht frei von Rauschen. Dieses Restrauschen kommt größtenteils durch die Aufzeichnung „wahrer“ Bodenbewegungen zustande. Da diese Bewegungen jedoch nicht im Zusammenhang mit Erdbeben stehen, werden sie gemeinhin dem Rauschen zugeordnet.

Der minimale, unter optimalen Bedingungen mit einem Vertikalseismometer erreichbare Rauschpegel für Frequenzen zwischen  $10^{-5}$  und 10 Hz wurde von Peterson [1993] bestimmt. Das Resultat, bekannt als *New Low Noise Model* (NLNM), ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Es stellt die untere Einhüllende der an 75 Stationen der damaligen globalen seismischen Netzwerke gemessenen vertikalen Rauschspektren dar. Als Maß für das Rauschen dient die spektrale Leistungsdichte der Bodenbeschleunigung, angegeben in Dezibel relativ zum Wert  $1 \text{ m}^2/\text{s}^3$ . Vor kurzem untersuchten Berger et al. [2004] erneut das vertikale und horizontale Rauschen an 118 Stationen des mittlerweile stark modernisierten und ausgebauten Globalen Seismischen Netzwerks (GSN). Sie konnten Petersons NLNM weitgehend bestätigen und zeigten, daß dieses unter besten Bedingungen an einzelnen Stationen auch leicht unterschritten werden kann.

In Abb. 3.1 deutlich erkennbar ist ein Bereich geringen seismischen Rauschens zwischen etwa 1 und 30 mHz mit einem flachen, breiten Maximum um 9 mHz. Diese leichte Erhöhung im Rauschen ist ein Hinweis auf die damals noch unentdeckten Hintergrundeigenschwingungen der Erde (s. Abschnitt 3.4). Die Ursachen



des erheblich stärkeren Rauschens in den angrenzenden Spektralbereichen sind grundsätzlich bekannt, auch wenn die dabei wirkenden physikalischen Vorgänge aufgrund der Komplexität der beteiligten Systeme noch nicht vollständig verstanden sind. Für den steilen Anstieg bei  $f \leq 2$  mHz sind Luftdruckschwankungen in der näheren Umgebung (bis zu einigen km) einer Station verantwortlich, der erhöhte Rauschpegel für  $f \geq 30$  mHz mit den beiden Maxima um 70 und 200 mHz kommt durch das Wellengeschehen in den Ozeanen zustande. Dieser Anteil des Rauschens wird als Meeresmikroseismik bezeichnet. An küstennahen Standorten oder auf Inseln sind Meeresmikroseismik-Signale mit Frequenzen bis zu 1 Hz beobachtbar. Bei Frequenzen über 1 Hz tragen neben dem Wind Einflüsse der Zivilisation wie Industrie, Landwirtschaft oder Straßenverkehr wesentlich zum seismischen Rauschen bei.

## 3.2 Rauschen durch Luftdruckschwankungen

Das seismische Rauschen bei Perioden von 500 s und mehr wird durch Effekte des lokalen Luftdrucks dominiert, die sich auch durch spezielle instrumentelle Vorkehrungen nicht vollständig vermeiden lassen. Zwar haben die Untersuchungen von Peterson [1993] und Berger et al. [2004] gezeigt, daß bei Perioden  $T > 100$  s die geringsten Rauschpegel an Stationen gemessen werden, die mit den standardmäßig unter einer teilweise evakuierten Glasglocke installierten Streckeisen-STS-1-Vertikalseismometern [Wielandt und Streckeisen, 1982] ausgestattet sind, dennoch bleiben, auch nachdem der bei anderen, insbesondere älteren Vertikal-seismometern dominierende Effekt des Massenauftriebs der Seismometermasse auf ein vernachlässigbares Maß reduziert ist [Zürn und Wielandt, 2007], lokale Luftdruckvariationen die dominante Quelle des langperiodischen seismischen Rauschens [Warburton und Goodkind, 1977; Zürn und Widmer, 1995]. Im wesentlichen wirken hierbei drei Arten von Kräften auf die Masse eines Vertikalseismometers [Zürn und Wielandt, 2007]:

- Die Luftdruckschwankungen führen zu einer Deformation der Erdoberfläche. Durch diese Bewegung des Untergrunds erfährt die Seismometermasse eine Inertialbeschleunigung.
- Durch die Bewegung des Seismometers im Schwerfeld der Erde erfährt die Sensormasse eine variable Schwerkraft (Änderung der Freiluft-Schwere).
- Die Seismometermasse wird durch die Luftmassen in der Umgebung angezogen. Infolge der ständigen Umverteilung der Luftmassen unterschiedlicher Dichte sind diese Anziehungskräfte zeitabhängig.

Auf Horizontalseismometer haben die Auftriebskraft und die Änderung der Freiluft-Schwere keinen direkten Einfluß. Hier kommt jedoch ein anderer Effekt

zum Tragen, der dazu führt, daß der horizontale Rauschpegel bei langen Perioden ein Vielfaches des vertikalen Rauschpegels beträgt: Neigungen des Untergrundes. Die unterschiedlich starken Deformationen der Erdoberfläche in der Umgebung einer Station führen zu einer Neigung des Untergrundes und somit zu einer Verkippung des Seismometers. Infolge einer solchen Verkippung um den Winkel  $\alpha$  wirkt ein kleiner Anteil der Schwerebeschleunigung,  $g \cdot \sin \alpha$ , auf die Masse eines Horizontalseismometers. Da die üblicherweise auftretenden seismischen Beschleunigungen um viele Größenordnungen kleiner sind als  $g$ , werden seismische Signale bereits bei sehr kleinen Neigungswinkeln durch dieses Neigungsrauschen überdeckt. So beträgt z.B. schon bei einem Neigungswinkel von  $10^{-10}$  die horizontale Beschleunigung  $1 \text{ nm/s}^2$  und damit ein Vielfaches der durch die Hintergrundeingenschwingungen der Erde hervorgerufenen Beschleunigungen (s. Abschnitt 3.4). Wie in Abb. 3.1 zu sehen ist, weist das vertikale seismische Rauschen bei etwa 3 mHz ein Minimum auf. Zürn und Wielandt [2007] konnten zeigen, daß dieses Minimum durch die Überlagerung der oben genannten drei Effekte, der Inertialbeschleunigung, der Freiluftschwere und der Newtonschen Massenanziehung zustandekommt. Bei einer bestimmten Frequenz (um 3 mHz), die von den lokalen Gegebenheiten und dem jeweiligen Druckfeld abhängt, heben sich diese Kräfte auf. Im Gegensatz dazu wirken die durch den lokalen Luftdruck hervorgerufenen Kräfte bei Horizontalseismometern alle in dieselbe Richtung. Das Minimum um 3 mHz ist also eine Besonderheit des vertikalen Rauschens und tritt in horizontalen Rauschspektren nicht auf.

### 3.3 Meeresmikroseismik

Den bei weitem größten Anteil zum seismischen Rauschen liefert die Meeresmikroseismik. Unter diesem Begriff werden seismische Wellen im Frequenzband zwischen ca. 0.03 und 1 Hz zusammengefaßt, die durch Wellen in den Ozeanen hervorgerufen werden. Im NLNM (s. Abb 3.1) besitzt die Meeresmikroseismik zwei Maxima um 70 und 200 mHz. Diese beiden Maxima sind charakteristisch für das seismische Rauschen und können so, mit leicht unterschiedlichen Frequenzen, weltweit beobachtet werden. Dabei ist das zweite Maximum stets deutlich stärker ausgeprägt als das erste. Das kleinere, niederfrequente Maximum wird als primäre, das größere, höherfrequente Maximum als sekundäre Meeresmikroseismik bezeichnet.

Im Gegensatz zum NLNM besitzt die sekundäre Mikroseismik in der Regel genau die doppelte Frequenz der primären [z.B. Haubrich et al., 1963; Oliver und Page, 1963]. Dieser Zusammenhang wird im NLNM durch die Mittelung über viele Stationen und verschiedene Zeiträume verzerrt, da die Frequenzen der Mikroseismik zeit- und ortsabhängig sind. Die Frequenz der primären Meeresmikroseismik entspricht in etwa der erzeugenden Dünung. Im allgemeinen wird davon ausgegangen, daß die Anregung der primären Meeresmikroseismik direkt beim Auf-

treffen der Dünung bzw. Brandung auf die Küstenlinien erfolgt. Zwar ist auch mehr als 100 Jahre nach den ersten Arbeiten zur Meeresmikroseismik [Wiechert, 1904] nicht geklärt, in welchem Verhältnis Steilküsten und flache Strände zur Anregung der primären Meeresmikroseismik beitragen, eine küstennahe Anregung gilt jedoch weithin als gesichert.

Im Gegensatz dazu gibt es für die sekundäre Meeresmikroseismik Hinweise sowohl auf küstennahe als auch auf pelagische (im offenen Meer befindliche) Quellen. Da die durch Wellen an der Wasseroberfläche hervorgerufenen Druckschwankungen exponentiell mit der Wassertiefe abnehmen, galt es lange Zeit als unwahrscheinlich, daß die Meeresmikroseismik in Gebieten mit großer Wassertiefe entstehen könnte. Longuet-Higgins [1950] konnte jedoch zeigen, daß sich bei der Interferenz zweier gegenläufiger Wellen für den Druck am Meeresboden in zweiter Ordnung ein tiefenunabhängiger Anteil ergibt, der mit der doppelten Frequenz der Wasserwellen oszilliert. Longuet-Higgins' Theorie ist heute allgemein als Erklärung für die sekundäre Meeresmikroseismik akzeptiert.

Die für diesen Mechanismus erforderlichen gegenläufigen Wellen können im Zentrum von Tiefdruckgebieten oder durch die Wechselwirkung einfallender und reflektierter Wellen in Küstennähe entstehen. Da die Auswertung seismischer Daten an verschiedenen Orten Hinweise sowohl auf küstennahe als auch pelagische Quellen für die sekundäre Meeresmikroseismik ergeben hat, ist davon auszugehen, daß beide Effekte zur Anregung beitragen.

Im Gegensatz zum im vorigen Abschnitt beschriebenen Rauschen durch lokale Luftdruckvariationen besteht die Meeresmikroseismik aus seismischen Wellen, die sich über große Entfernungen ausbreiten können. Daher ist die Meeresmikroseismik selbst an Orten zu beobachten, die viele tausend Kilometer von der nächsten Küste entfernt sind. Zwar wird häufig davon ausgegangen, daß es sich dabei hauptsächlich oder sogar ausschließlich um Rayleigh-Wellen handelt, es wurden jedoch auch Love-Wellen [z.B. Lacoss et al., 1969; Friedrich et al., 1998] sowie Raumwellen [z.B. Toksöz und Lacoss, 1968; Gerstoft et al., 2006] nachgewiesen.

### 3.4 Die Hintergrundeigenschwingungen - Das „Summen der Erde“

Wie in Abb. 3.1 zu sehen ist, ist das vertikale seismische Rauschen zwischen ca. 2 und 30 mHz geringer als in den benachbarten Frequenzbereichen. Dies hat dazu geführt, daß viele seismische Beobachtungen, vor allem zu Erdeigenschwingungen und Oberflächenwellen, in diesem Frequenzband gemacht wurden. Der Erforschung der Ursachen des Rauschens bei diesen Frequenzen wurde jedoch, im Gegensatz zur Meeresmikroseismik und dem Rauschen bei  $T > 500$  s, lange keine Bedeutung beigemessen. Dies änderte sich schlagartig, als japanische Wissenschaftler Ende der 90er Jahre entdeckten, daß die Erde auch in Zeiten ohne

starke Erdbeben Eigenschwingungen ausführt [Nawa et al., 1998; Kobayashi und Nishida, 1998; Suda et al., 1998; Tanimoto et al., 1998].

Anhand der Daten eines supraleitenden Gravimeters [Nawa et al., 1998], von Federgravimetern [Suda et al., 1998] und vertikalen Breitbandseismometern [Kobayashi und Nishida, 1998; Tanimoto et al., 1998] konnten sie nachweisen, daß zwischen 2 und 7 mHz eine kontinuierliche Anregung der sphäroidalen Fundamentalmoden  ${}_0S_l$  zu beobachten ist. Eine stetige Anregung anderer Schwingungstypen konnte nicht nachgewiesen werden. Während sphäroidale Obertöne offenbar nicht oder nur geringfügig angeregt sind, konnte die Frage nach einer permanenten Anregung von toroidalen Eigenschwingungen nicht beantwortet werden. Dem stand der erheblich größere Rauschpegel der Daten von Horizontalseismometern, Extensometern und Neigungsmessern in diesem Frequenzband entgegen, die für die Aufzeichnung toroidaler Moden erforderlich sind.

Die ersten Nachweise der Hintergrundeigenschwingungen – auch bekannt als das „Summen der Erde“ (engl. *hum of the Earth*) – erfolgten über eine Spektralanalyse digital aufgezeichneter Daten aus mehreren Jahren. Für einzelne Zeitfenster, typischerweise zwischen 12 Stunden und 3 Tagen lang, wurden Amplituden- oder Leistungsdichtespektren berechnet und als Spektrogramm dargestellt. Ein Spektrogramm dieser Art ist in Abb. 3.2 für die an der Station BFO<sup>1</sup> im Jahr 2006 gemessene vertikale Bodenbeschleunigung zu sehen. Aufgetragen ist die spektrale Leistungsdichte (*power spectral density, psd*) in dB relativ zu  $1 \text{ m}^2/\text{s}^3$ , in Abhängigkeit der Frequenz und des Tages in fortlaufender Zählweise.

Deutlich zu erkennen sind vertikale helle Linien im Abstand von ca. 0.1 mHz. Diese Linien liegen bei den Frequenzen der sphäroidalen Fundamentalmoden und weisen auf deren permanente Anregung hin. Die horizontalen hellen Linien zeigen die breitbandige Anregung nach starken Erdbeben an, in manchen Fällen, z.B. am Tag 110, ist auch das Abklingen der Eigenschwingungen nach dem Beben zu sehen.

Eine Abschätzung der mittleren Amplitude der sphäroidalen Fundamentalmoden ergab rund  $4 \text{ pm}/\text{s}^2$  für die einzelnen Multipletts [Nishida und Kobayashi, 1999]. Dies entspricht in etwa der Anregung unmittelbar nach einem Erdbeben mit der Momentenmagnitude  $M_W = 5.75$  [Ekström, 2001] bzw. der über einen Tag gemittelten Amplitude nach einem Erdbeben mit  $M_W = 6.0$  [Tanimoto und Um, 1999]. Dies mag zunächst im Widerspruch zu der geringen Amplitude stehen, jedoch setzen Erdbeben dieser Größenordnung den Großteil ihrer Energie bei höheren Frequenzen frei. Bei einer selektiven Anregung der sphäroidalen Fundamentalmoden betrüge die nötige permanente Energiezufuhr lediglich rund 10 W pro Multiplett [Widmer-Schmidrig, 2003].

Die vertikalen Linien in Abb. 3.2 sind nur zwischen etwa 2 und 7 mHz zu er-

<sup>1</sup>Das *Black Forest Observatory* (BFO) ist ein gemeinsam von den Universitäten Karlsruhe und Stuttgart betriebenes geowissenschaftliches Observatorium. Sowohl wegen seiner weltweit führenden Stellung als auch wegen der Beziehungen zur Universität Stuttgart stellen die dort aufgezeichneten Daten einen wichtigen Teil der vorliegenden Arbeit dar.

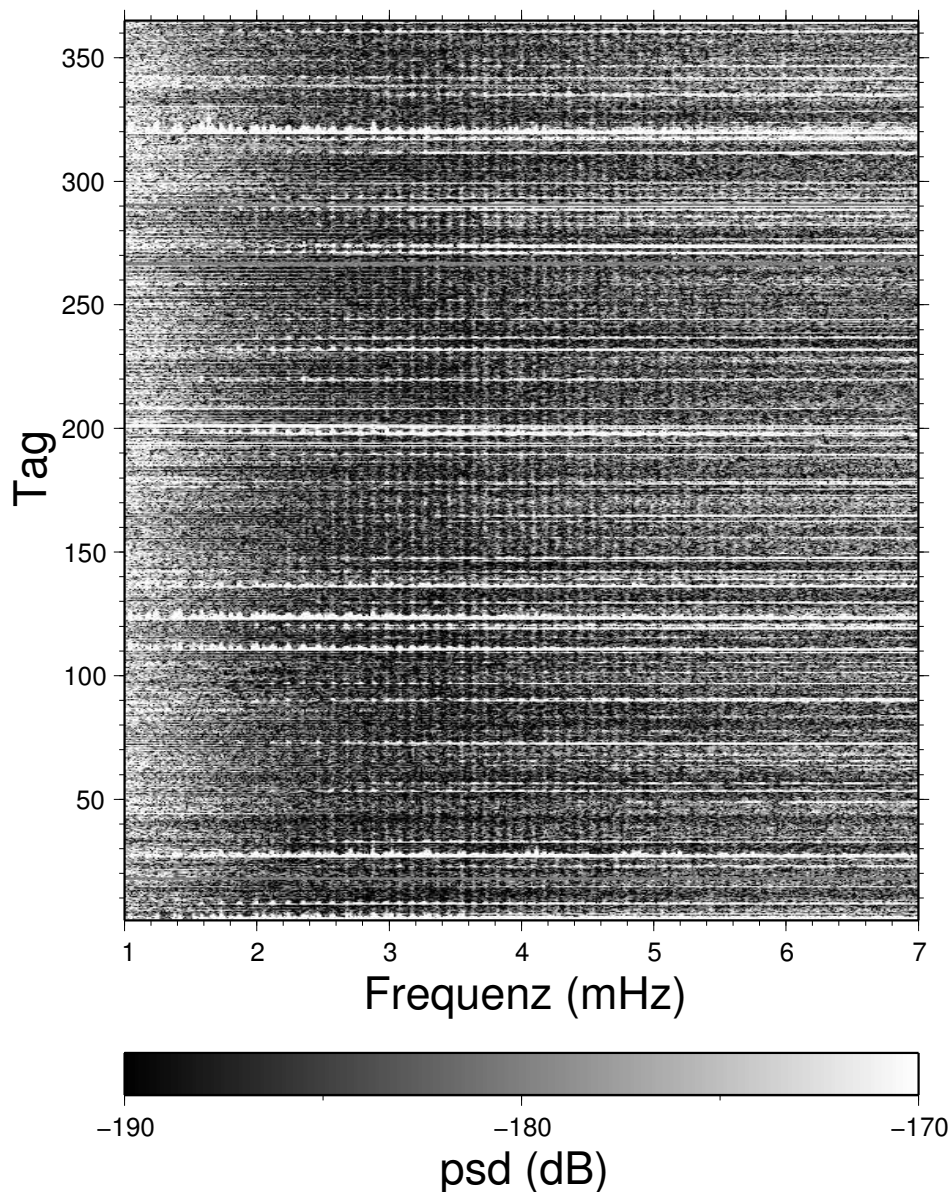


Abb. 3.2: Spektrogramm der vertikalen Bodenbeschleunigung im Jahr 2006, gemessen mit dem STS-1-Seismometer an der Station BFO. Aufgetragen ist die spektrale Leistungsdichte (psd) in dB, relativ zu  $1 \text{ m}^2/\text{s}^3$ .

kennen. Da bei Frequenzen unter 2 mHz das lokale, luftdruckbedingte Rauschen dominiert, läßt sich hier eine eventuelle Modenanregung nicht erkennen. Bei Frequenzen über 7 mHz verhindert hingegen die mit zunehmender Frequenz immer größer werdende Überlappung benachbarter Multipletts die Auflösung einzelner Spektrallinien. Wie Nishida et al. [2000] jedoch nachweisen konnten, enthält das seismische Rauschen bis etwa 20 mHz Rayleigh-Wellen. Aufgrund der Äquivalenz

von fundamentalen Sphäroidalmoden und Rayleigh-Wellen ist dies gleichbedeutend mit dem Nachweis, daß die Hintergrundeigenschaften der Erde den gesamten Bereich zwischen 2 und 20 mHz einnehmen. Auch wenn der direkte Nachweis über eine Spektralanalyse also nur für die Moden  ${}_0S_{10}$  bis  ${}_0S_{60}$  möglich ist, ist davon auszugehen, daß es eine gemeinsame Ursache für das im NLNM als flaches Maximum erkennbare Rauschen zwischen 2 und 20 mHz gibt.

### 3.4.1 Mögliche Ursachen

Eine naheliegende Vermutung für die Quelle der Hintergrundeigenschaften sind kumulative Effekte kleinerer Erdbeben. Zwar sind diese nur für einen geringen Teil der insgesamt durch Erdbeben freigesetzten Energie verantwortlich, jedoch treten sie wesentlich häufiger auf als starke Erdbeben [Gutenberg und Richter, 1944]. So ereignen sich jährlich ca. 1000 Erdbeben mit Magnituden zwischen 5.0 und 6.0, etwa 10000 Erdbeben erreichen Magnituden zwischen 4.0 und 5.0.

Für die zu erwartende Schwingungsamplitude durch kleine Erdbeben wurden bereits verschiedene Abschätzungen durchgeführt [Nawa et al., 1998; Suda et al., 1998; Kobayashi und Nishida, 1998; Tanimoto et al., 1998; Tanimoto und Um, 1999]. Alle schätzten die Anzahl der kleineren und in Erdbebenkatalogen nur unvollständig verzeichneten Erdbeben mittels der Magnituden-Häufigkeitsverteilung nach Gutenberg und Richter ab und kamen zu dem Schluß, daß die daraus resultierende Amplitude der Erdeigenschaften mindestens eine Größenordnung unter der beobachteten liegt.

Gegen Erdbeben als Ursache der Hintergrundeigenschaften spricht auch die Beobachtung regelmäßiger Amplitudenschwankungen von bis zu 10%. Es wurde sowohl von jährlichen [Nawa et al., 1998; Nishida et al., 2000; Roullet und Crawford, 2000] als auch von halbjährlichen [Tanimoto und Um, 1999] Variationen berichtet. Allerdings bleibt in [Roullet und Crawford, 2000] und [Tanimoto und Um, 1999] unklar, ob bei der Amplitudenbestimmung berücksichtigt wurde, daß auch der breitbandige Rauschuntergrund, u.a. verursacht durch lokale Luftdruckänderungen, zeitlich variabel ist. Wird dies - wie in [Nawa et al., 1998] - außer acht gelassen, kann auch ein Anstieg des Rauschuntergrundes zu einer scheinbaren Zunahme der spektralen Amplituden führen.

Die Beobachtung solch regelmäßiger Amplitudenvariationen deutet zusammen mit dem Fehlen von Obertönen darauf hin, daß die Hintergrundeigenschaften an der Erdoberfläche durch Wechselwirkungen zwischen der festen Erde und der Atmosphäre oder der Hydrosphäre hervorgerufen werden. Auch die bekannten Quellen des seismischen Rauschens in den benachbarten Frequenzbändern (lokaler Luftdruck und Meeresmikroseismik) legen diese Vermutung nahe.

Nicht völlig auszuschließen sind extraterrestrische Ursachen, etwa eine direkte Wechselwirkung mit der Sonne [Thomson et al., 2007] oder auch die Einschläge kleiner Meteoriten. Aufgrund des Umlaufs der Erde um die Sonne wäre bei allen

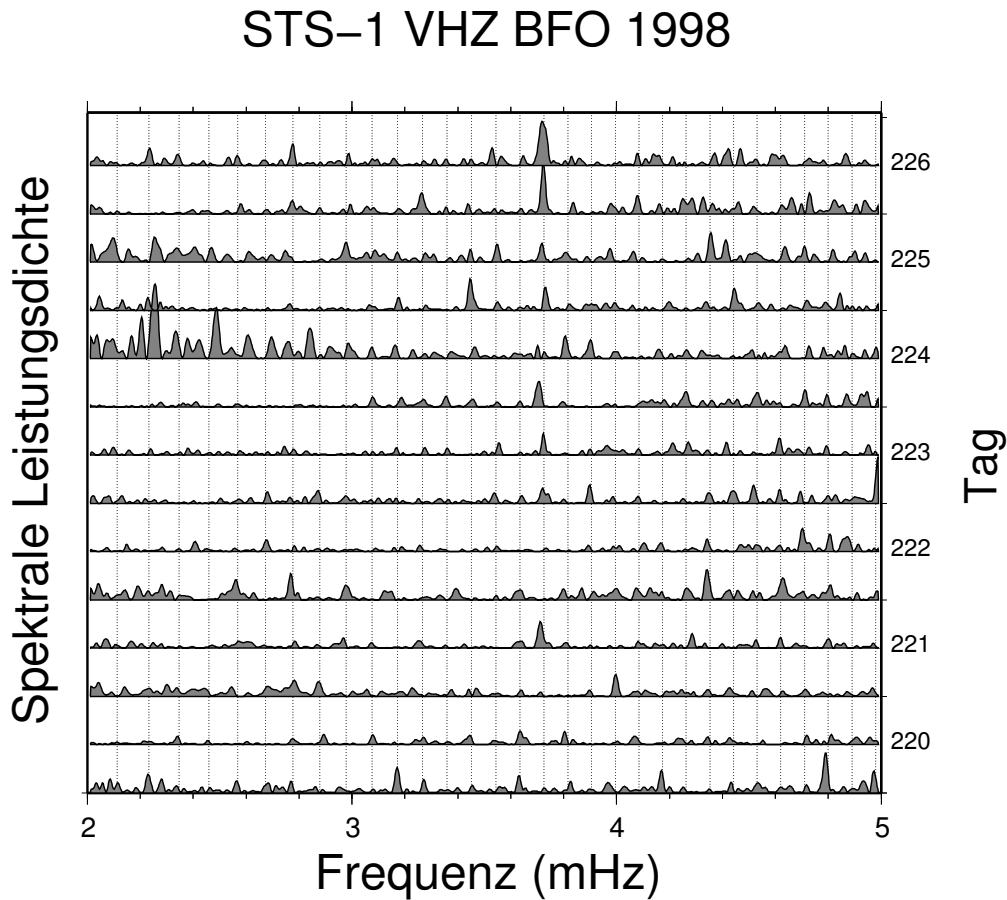


Abb. 3.3: Spektrale Leistungsdichte der vertikalen Bodenbeschleunigung vom 8. bis 14. August 1998, gemessen an der Station BFO mit einem STS-1-Seismometer.

extraterrestrischen Quellen mit jahreszeitlichen Veränderungen zu rechnen.

Ein weiteres wichtiges Argument gegen Erdbeben als Ursache der Hintergrund-eigenschwingungen lieferten Nishida und Kobayashi [1999]. Sie untersuchten die Korrelation zwischen den Amplituden verschiedener Moden und stellten fest, daß selbst benachbarte Moden mit  $\Delta l = \pm 1$  unabhängig voneinander angeregt werden. Dies steht im deutlichen Kontrast zu den Erdeigenschwingungen nach einem Erdbeben. Erdbeben sind in der Regel singuläre Ereignisse, die aufgrund der begrenzten Bruchlänge und -dauer zu einer breitbandigen Anregung freier Eigenschwingungen führen.

In Zeiten besonders niedrigen seismischen Rauschens und ohne starke Erdbeben läßt sich die unabhängige Modenanregung sogar direkt beobachten. Die Abbildungen 3.3-3.5 zeigen Leistungsdichtespektren für den Zeitraum vom 8. bis 14. August 1998, verwendet wurden 24 h lange Zeitfenster im Abstand von 12 h. Ein Großteil der Maxima liegt auf einer der senkrechten Linien, die die Positionen der sphäroidalen Fundamentalmoden markieren. In den Spektren für das Seis-

## ET-19 VGZ BFO 1998

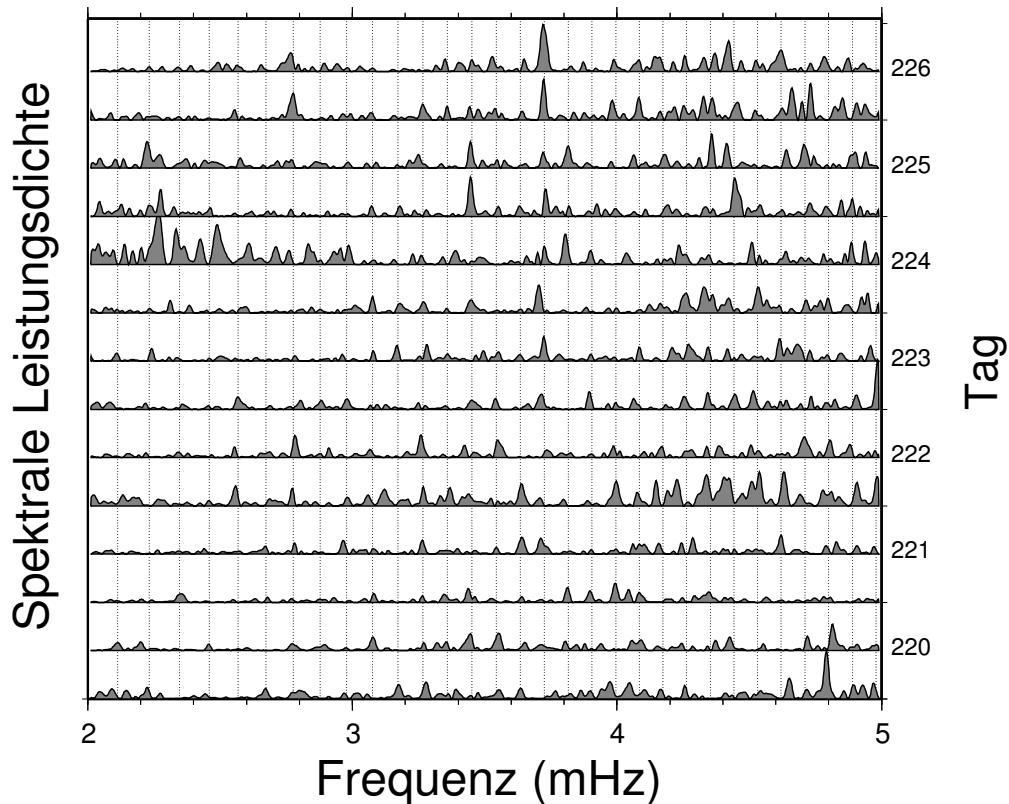


Abb. 3.4: Spektrale Leistungsdichte der vertikalen Bodenbeschleunigung vom 8. bis 14. August 1998, gemessen an der Station BFO mit dem LaCoste-Romberg-Gezeitengravimeter ET-19.

momenter und das Gezeitengravimeter an der Station BFO treten viele Maxima zur selben Zeit und bei derselben Frequenz auf. Beides zeigt, daß die Spektren nicht nur instrumentelles Rauschen, sondern auch Informationen über die Erdeigenschwingungen enthalten.

Die meisten Maxima treten isoliert auf und klingen teilweise schneller wieder ab, als dies für freie gedämpfte Eigenschwingungen zu erwarten wäre. Die Spektren der chinesischen Station MDJ zeigen dasselbe Verhalten, jedoch ist zwischen MDJ und BFO keine Übereinstimmung feststellbar, nie sind zur selben Zeit dieselben Moden angeregt. All dies deutet, wie von Nishida und Kobayashi [1999] festgestellt, darauf hin, daß eine Vielzahl zufällig verteilter Quellen in geringem zeitlichen Abstand für die Hintergrundeigenschwingungen verantwortlich sind.

Im Falle einer Anregung durch atmosphärische Turbulenz - wie von denselben Autoren zuvor schon vorgeschlagen - wäre dies erfüllt. Ausgehend von einem stabilen Gleichgewicht zwischen atmosphärischer Anregung und anelastischer Dämp-



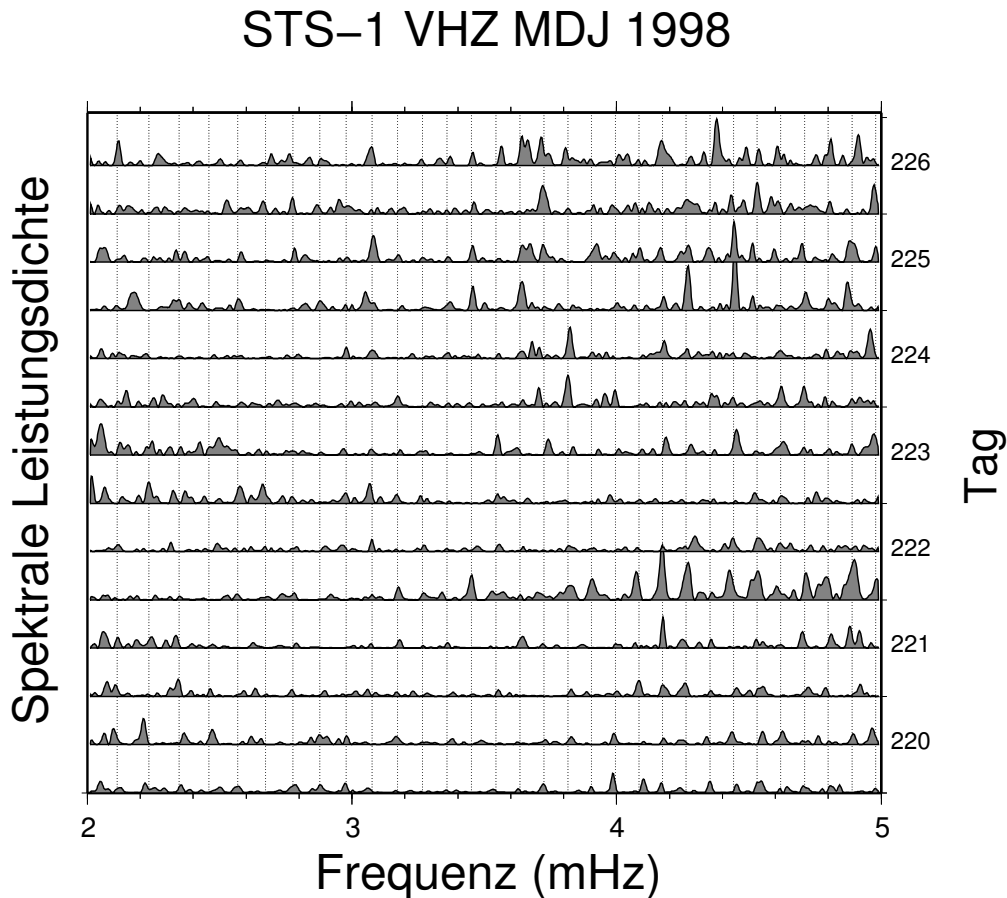


Abb. 3.5: Spektrale Leistungsdichte der vertikalen Bodenbeschleunigung vom 8. bis 14. August 1998, gemessen an der Station MDJ mit einem STS-1-Seismometer.

fung schätzten sie die Größenordnung der zu erwartenden Schwingungsamplituden auf  $10^{-11}$  m/s<sup>2</sup> [Kobayashi und Nishida, 1998] - in Übereinstimmung mit den Beobachtungen. Auch Tanimoto und Um [1999] sowie Fukao et al. [2002] kamen zu dem Schluß, daß die stochastischen Luftdruckvariationen durch atmosphärische Turbulenz zu der beobachteten permanenten Anregung der sphäroidalen Fundamentalmoden führen können. Basierend auf gemessenen Luftdruckspektren berechneten Fukao et al. [2002] Leistungsdichtespektren für die vertikale Bodenbeschleunigung. Unter der vereinfachenden Annahme einer zeit- und ortsunabhängigen Anregung und einer Korrelationslänge des Luftdrucks von einigen 100 m konnten sie eine nahezu perfekte Übereinstimmung mit einem gemessenen mittleren Beschleunigungsspektrum erzielen. Den endgültigen Nachweis, daß die Hintergrundeigenschwingungen tatsächlich durch atmosphärische Turbulenz angeregt werden, konnten sie jedoch nicht erbringen.

Im Jahr 2004 wählten Rhie und Romanowicz einen anderen Weg zur Bestimmung der Ursache der Hintergrundeigenschwingungen. Durch die Anwendung von

Array-Methoden auf Stationen zweier seismischer Breitbandnetzwerke, des *Berkeley Digital Seismic Network* (BDSN) in Kalifornien und des *Full Range Seismograph Network of Japan* (F-net), versuchten sie, die Quellen der Hintergrund-Rayleigh-Wellen zu lokalisieren. Für das Jahr 2000 fanden sie, daß während der (nördlichen) Wintermonate die stärkste Anregung von Hintergrund-Rayleigh-Wellen im Nordpazifik erfolgte, im Sommer dagegen im südlichen Atlantik. Sie schlossen daraus, daß die Hintergrundeigenschaften nicht durch atmosphärische Turbulenz, sondern durch langperiodische Meereswellen, sogenannte Infraserewellen (engl. *infragravity waves*), hervorgerufen werden. Diese Infraserewellen [z.B. Webb et al., 1991] entstehen durch nichtlineare Wechselwirkungen von Wasserwellen in flachen, küstennahen Gewässern. Sie treten sowohl in Form von erzwungenen, an die erzeugenden kurzperiodischen Wellen ( $T \leq 30$  s) gebundenen Wellen auf als auch als frei und weitgehend ungedämpft durch die Ozeane propagierende Oberflächenwellen. Bei letzteren unterscheidet man wiederum zwischen sogenannten Kantenwellen (engl. *edge waves*), geführten Wellen, die aufgrund der mit zunehmender Wassertiefe ansteigenden Ausbreitungsgeschwindigkeit den Küstenlinien folgen, und sich frei über die Ozeane ausbreitenden Oberflächenwellen. Infraserewellen folgen der Dispersionsrelation für Oberflächenwellen im flachen Wasser,  $\omega^2 = gk \tanh kh$ , wobei  $k$  die Wellenzahl und  $h$  die Wassertiefe ist.

Von Infraserewellen spricht man bei Frequenzen unter 30 mHz, also unterhalb der Frequenz der erzeugenden Dünung. Sie gelten als Ursache der überall am Meeresboden beobachtbaren Druckschwankungen mit Perioden über ca. 50 s. Daher erscheint ein Zusammenhang zwischen den Infraserewellen und den Hintergrundeigenschaften durchaus denkbar.

Zwei Jahre nach ihrer ersten Studie konnten Rhie und Romanowicz [2006] einen direkten Zusammenhang zwischen zwei Stürmen über dem Nordpazifik und langperiodischen seismischen Rayleigh-Wellen nachweisen. Zeitgleich mit dem Auftreffen dieser Stürme auf die Westküste Nordamerikas beobachteten sie einen ungewöhnlich starken Anstieg des seismischen Rauschens bei Perioden über 100 s. Dieses Rauschen identifizierten sie als seismische Rayleigh-Wellen mit Ursprung im Nordpazifik. Wie in ihrer ersten Studie verwendeten sie seismische Daten aus Japan und Kalifornien zur Lokalisierung der Quellen. In diesem Fall werteten sie zusätzlich mit Bojen vor den Küsten Japans und Kaliforniens gemessene Wellenhöhen aus. Da die seismischen Wellen in Japan gegenüber den in Kalifornien beobachteten um 8-10 Stunden verzögert waren, folgerten sie, daß die beobachtete Anregung der seismischen Wellen in mehreren Schritten erfolgt: 1) Starke Winde über dem Meer erzeugen eine hohe Dünung mit Frequenzen über 30 mHz. 2) Erreichen diese hohen Wellen die nordamerikanische Westküste, entstehen dort niederfrequente Infraserewellen. 3) Diese Infraserewellen regen entlang der gesamten nordpazifischen Küstenlinien die beobachteten seismischen Wellen an. Die Zeitverzögerung von 8-10 Stunden käme dann dadurch zustande, daß die Infraserewellen zuerst den Pazifik durchqueren müssen, ehe sie an der ost-

asiatischen Küste die dort beobachteten seismischen Wellen anregen.

Rhie und Romanowicz [2006] weisen jedoch darauf hin, daß die Beobachtungen in Japan möglicherweise unabhängig von denen in Kalifornien sein könnten, da zur selben Zeit im östlichen Pazifik ein zweiter Sturm stattfand. Dann hätten beide Stürme nur Auswirkungen auf je ein seismisches Netzwerk, und es gäbe keine Hinweise darauf, daß Infraserewellen in der Lage sind, nach der Ausbreitung über den Pazifik noch meßbare seismische Wellen hervorzurufen. Darüberhinaus stellt sich die Frage, ob der Schluß von einem solchen singulären Ereignis auf die permanent vorhandenen Hintergrundeigenschwingungen zulässig ist. Zwar zeigen diese Untersuchungen, daß eine ozeanische Anregung seismischer Rayleigh-Wellen mit Frequenzen unter 10 mHz grundsätzlich möglich ist, ob dieselben Prozesse auch bei schwächerem Seegang ablaufen, ist jedoch unklar.

Ein wichtiges Argument für Infraserewellen als Ursache für die Hintergrundeigenschwingungen lieferte Tanimoto [2005]. Er deutete das zweite Minimum im NLNM zwischen 15 und 20 mHz (s. Abb. 3.1) als Hinweis auf eine abnehmende Anregung der Hintergrundeigenschwingungen bei diesen Frequenzen. Wie für die Erdeigenschwingungen nimmt auch für die Infraserewellen mit zunehmender Frequenz die Eindringtiefe der Eigenfunktionen ab. Dies führt dazu, daß in der Tiefsee nur Infraserewellen mit Frequenzen unter ca. 10-15 mHz Druckänderungen am Meeresboden hervorrufen und dadurch gegebenenfalls Erdeigenschwingungen anregen können. Da die Ozeane zu etwa 70% tiefer als 3000 m sind, könnte in weiten Teilen keine seismische Anregung bei 20 mHz erfolgen. Allerdings wird dieses Ungleichgewicht zum Teil durch die höhere Intensität der Infraserewellen in flachen, küstennahen Gewässern wieder ausgeglichen [Webb, 2007, 2008].

Webb [2007, 2008] weist auf eine weitere, grundsätzliche Bedingung für die Anregung von Erdeigenschwingungen hin: Für eine effiziente Kopplung zwischen der Atmosphäre oder der Hydrosphäre und der festen Erde müssen die erzeugenden Variationen des Luft- bzw. Wasserdrucks sowohl in der Frequenz als auch in der Wellenzahl mit den Erdeigenschwingungen übereinstimmen. Zwar weisen sowohl der Luftdruck als auch der Druck der Wassersäule am Meeresboden Anteile auf, die mit Frequenzen von einigen mHz oszillieren, jedoch sind in beiden Fällen die zugehörigen Wellenzahlen um mindestens eine Größenordnung zu hoch.

Webb folgert daraus, daß atmosphärische Turbulenz als Ursache der Hintergrundeigenschwingungen nicht in Frage kommt, da die Modellrechnungen von Kobayashi und Nishida [1998], Tanimoto und Um [1999] und Fukao et al. [2002] die Bedingung für die Wellenzahlen nicht berücksichtigt haben. Damit wären die abgeschätzten Schwingungsamplituden um mehr als 100 dB zu hoch [Webb, 2008]. Die durch Infraserewellen hervorgerufenen Druckvariationen am Meeresboden dagegen weisen Anteile auf, die in Frequenz und Wellenzahl mit den Eigenschwingungen der Erde übereinstimmen. Erzeugt werden diese Druckvariationen durch die Überlagerung von Infraserewellen, die sich in entgegengesetzter Richtung ausbreiten [Webb, 2007, 2008].

Die obigen Ausführungen machen die Probleme bei der Suche nach der Quelle der Hintergrundeigenschwingungen der Erde deutlich: Mehrere Ursachen kommen infrage, und auch wichtige Beobachtungen wie die jahreszeitlichen Amplitudenschwankungen oder die unabhängige Anregung verschiedener Moden liefern keine entscheidenden Hinweise. Das Hauptziel dieser Arbeit war darum, mit den Daten seismischer Netzwerke die Quellen der Hintergrundeigenschwingungen zu lokalisieren und so gegebenenfalls zwischen den konkurrierenden Hypothesen zu unterscheiden. Im folgenden werden die dazu verwendeten Netzwerke vorgestellt und das Rauschen an den einzelnen Stationen quantifiziert.

### 3.4.2 Die Hintergrundeigenschwingungen im Deutschen Regionalnetz (GRSN)

Eine zentrale Bedeutung in dieser Arbeit kommt den Daten des Deutschen Regionalnetzes (*German Regional Seismic Network*, GRSN [Korn, 2002]) zu. Das GRSN ist ein Netzwerk von Breitbandseismometern, welches mittlerweile 19 Stationen umfaßt, die über ganz Deutschland verteilt sind (s. Abb. 3.6 und Tab. 3.1). Mit Ausnahme von GRFO sind alle Stationen mit Breitband-

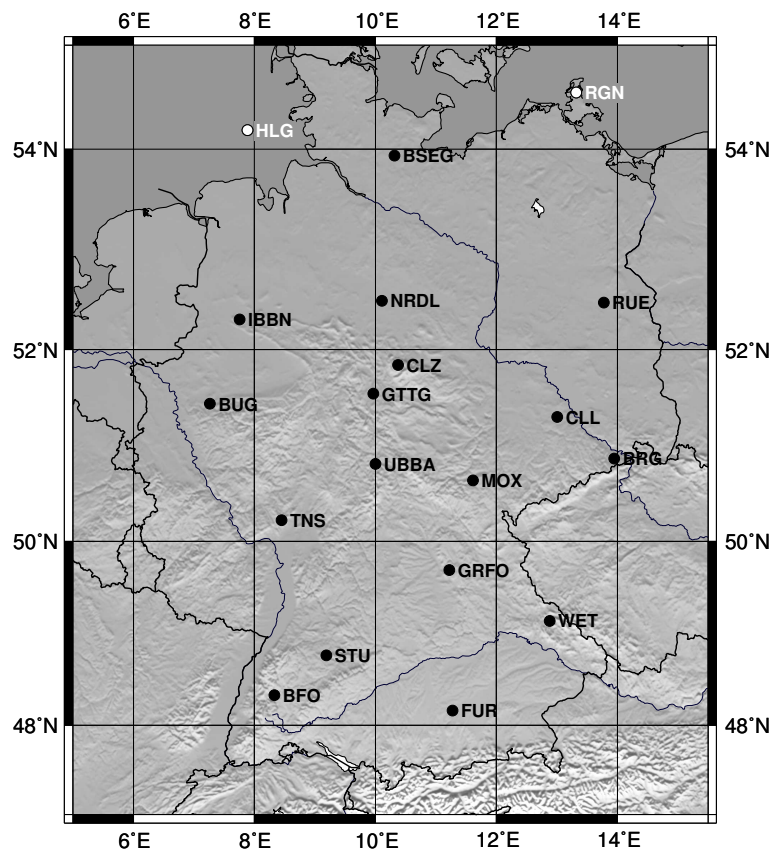


Abb. 3.6: Übersichtskarte des GRSN

Stationsname		Breite	Länge
BFO	Schiltach	48.33°N	8.33°E
BRG	Berggießhübel	50.87°N	13.94°E
BSEG	Bad Segeberg	53.94°N	10.32°E
BUG	Bochum	51.44°N	7.27°E
CLL	Collm	51.31°N	13.00°E
CLZ	Clausthal-Zellerfeld	51.84°N	10.37°E
FUR	Fürstenfeldbruck	48.16°N	11.28°E
GRFO	Gräfenberg	49.69°N	11.22°E
GTTG	Göttingen	51.55°N	9.96°E
HLG	Helgoland	54.18°N	7.88°E
IBBN	Ibbenbüren	52.31°N	7.76°E
MOX	Moxa	50.64°N	11.62°E
NRDL	Riedel	52.49°N	10.11°E
RGN	Rügen	54.55°N	13.32°E
RUE	Rüdersdorf	52.48°N	13.78°E
STU	Stuttgart	48.77°N	9.19°E
TNS	Taunus	50.22°N	8.45°E
UBBA	Unterbreizbach	50.82°N	10.00°E
WET	Wetzell	49.14°N	12.88°E

Tab. 3.1: Stationen des GRSN

seismometern vom Typ Streckeisen-STS-2 ausgerüstet, deren Signale digital über 24bit-A/D-Wandler registriert werden. Das STS-2-Seismometer gilt nach dem Vorgängermodell, dem STS-1 [Wielandt und Streckeisen, 1982], als das Seismometer mit dem geringsten instrumentellen Eigenrauschen bei langen Perioden.

Für die nachfolgenden Untersuchungen zur Bestimmung der Quellen der Hintergrundeigenschwingungen war es zunächst erforderlich, den Rauschpegel an den einzelnen Stationen zu bestimmen und zu ermitteln, an welchen Stationen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden können. Die Bestimmung des Rauschpegels bzw. der Datenqualität geschah durch die Berechnung der spektralen Leistungsdichte. Die Betrachtung des Rauschens im Frequenzbereich bietet den Vorteil, daß sich mittels robuster Langzeitmittelwerte oder zeitlich aufgelöster Spektrogramm-Darstellungen die Hintergrundeigenschwingungen gegebenenfalls direkt identifizieren lassen. Statt sich nur auf Absolutwerte des Rauschpegels zu verlassen, welche die absolute Kenntnis der jeweiligen Übertragungsfunktionen der Meßgeräte voraussetzen, läßt sich so direkt feststellen, ob die Hintergrundeigenschwingungen an einer Station detektierbar sind.

Abb. 3.7 zeigt ein Spektrogramm der GRSN-Station BFO für das Jahr 2006 im Frequenzband 1-7 mHz. Die Darstellung entspricht der in Abb. 3.2, jedoch

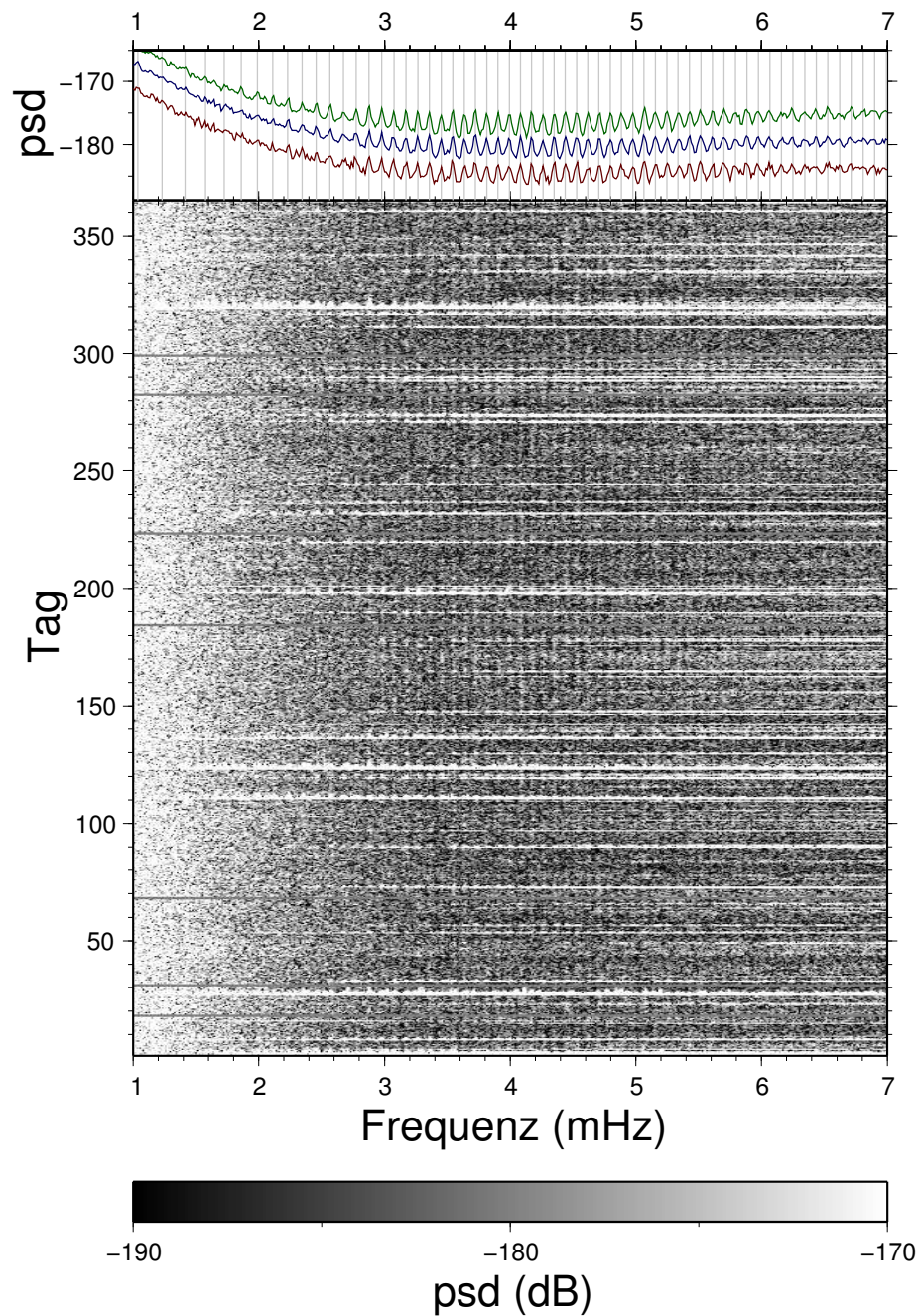


Abb. 3.7: Spektrale Leistungsdichte der vertikalen Bodenbeschleunigung im Jahr 2006, gemessen an der GRSN-Station BFO. Oberer Bildteil: 1. Quartil, Median und 3. Quartil. Unterer Bildteil: Spektrogrammdarstellung.

wurden dort die Daten eines unmittelbar neben dem STS-2-Seismometer befindlichen STS-1-Seismometers verwendet. Wie der Vergleich der beiden Spektrogramme erkennen läßt, weist das STS-2-Seismometer ein höheres Unter-

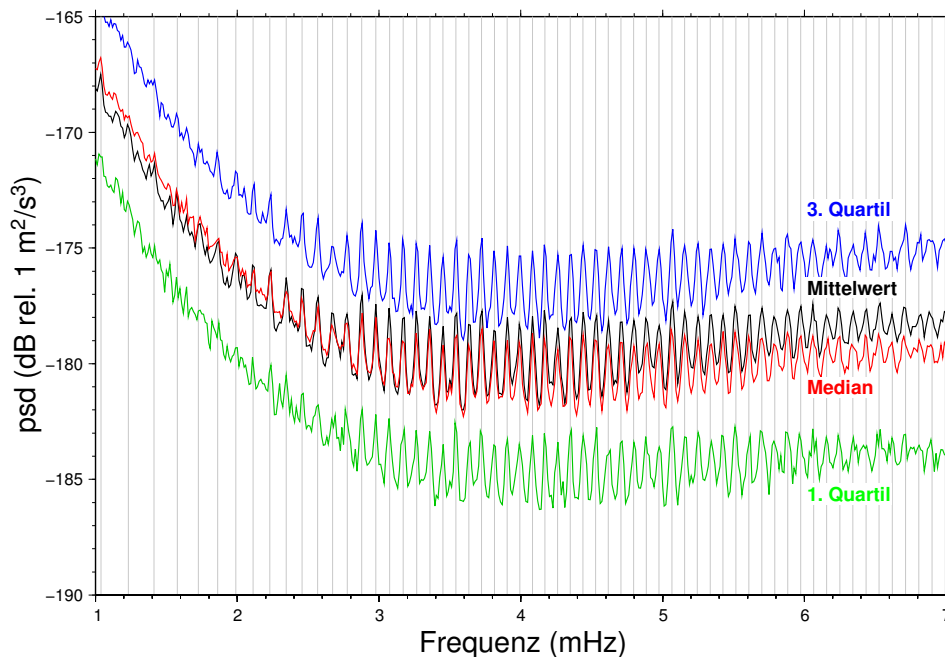


Abb. 3.8: Vergleich zwischen Mittelwert und Quartilenspektren

grundrauschen auf. Dieser Unterschied ist nicht auf lokale Besonderheiten oder einen technischen Defekt zurückzuführen, sondern liegt im unterschiedlichen Aufbau der Seismometer begründet. Die genaue Ursache des erhöhten Rauschens bei STS-2-Seismometern ist jedoch unbekannt [E. Wielandt, *pers. Mitteilung*].

Im oberen Bildteil sind hier zusätzlich das erste, zweite und dritte Quartilenspektrum dargestellt. Diese statistischen Mittelwerte wurden für jede Frequenz gesondert berechnet und liefern ein robustes Maß für den Rauschpegel der untersuchten Daten, da sie weniger empfindlich gegenüber extremen Ausreißern sind als ein arithmetischer Mittelwert [z.B. Clearbout und Muir, 1973]. In Abb. 3.8 werden diese Quartilenspektren mit einem durch einfache Mittelung gewonnenen Spektrum verglichen. Alle Spektren zeigen die für ruhige Stationen typische, durch die Hintergrundeigenschwingungen verursachte Kammstruktur. Bei niedrigen Frequenzen weichen Mittelwert und Median nur geringfügig voneinander ab, zu höheren Frequenzen hin läßt sich jedoch ein deutlicher Unterschied feststellen.

Diese Differenz zwischen Median und Mittelwert weist auf eine asymmetrische Zufallsverteilung der Werte hin. Die Verteilungen der Leistungsdichte für einige Moden zeigt Abb. 3.9. Die Leistungsdichte wurde dazu jeweils aus 24 h langen Datensegmenten im Abstand von 12 h bestimmt. Zusätzlich sind die jeweiligen Werte für den Mittelwert (durchgezogene Linie), das 1. Quartil, den Median und das 3. Quartil (gestrichelte Linien) angedeutet. Die Verteilungen für  ${}_0S_{40}$ ,  ${}_0S_{50}$  und  ${}_0S_{60}$  enthalten mehr Werte über -170 dB – eine Folge der mit steigender

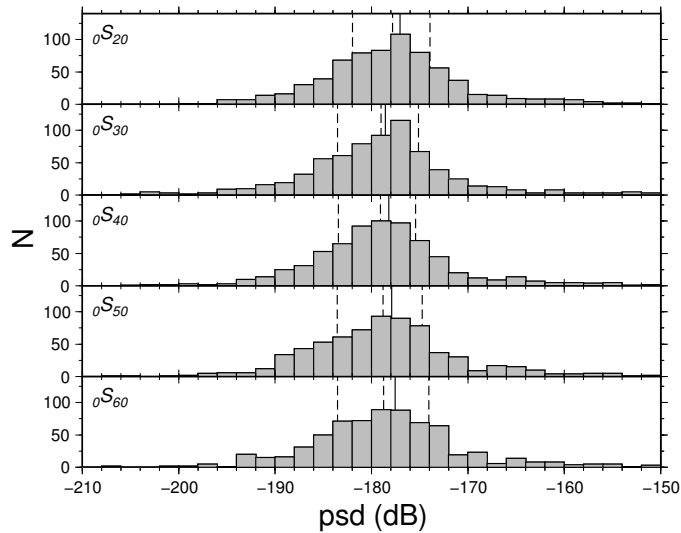


Abb. 3.9: Leistungsdichteverteilungen für einige Moden, gemessen an der Station BFO im Jahr 2006.

Frequenz immer größer werdenden Beeinflussung der mittleren spektralen Leistungsdichte durch kleinere Erdbeben. Während der Mittelwert mit wachsender Ordnung  $l$  ansteigt, ändert sich der Median nur wenig. Um ein robustes Maß für einen als stationär angenommenen Rauschhintergrund zu erhalten, ist also die Quantilenstatistik der einfachen Mittelung vorzuziehen.

Eine von Erdbeben gänzlich unbeeinflusste Bestimmung des seismischen Rauschpegels ist bei den hier betrachteten Frequenzen nicht möglich. Statistisch gesehen ereignen sich jedes Jahr über 1000 Erdbeben mit  $M_W > 5.0$ , im Durchschnitt etwa drei pro Tag. Es wurde jedoch bereits mehrfach nachgewiesen, daß die beobachteten Hintergrundeigenschaften nicht allein durch Erdbeben erklärbar sind. Wie Ekström [2001] zeigte, sind permanent Rayleigh-Wellen zu beobachten, die etwa so stark sind wie die durch ein Erdbeben mit  $M_W = 5.75$  hervorgerufenen.

Unter der Annahme, es bestünde ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der beobachteten spektralen Leistungsdichte und der Magnitude des stärksten Erdbebens im jeweiligen Zeitraum, entsprächen die Spektren des 1., 2. und 3. Quartils denen für Erdbeben der Momentenmagnituden  $M_W = 5.3$ , 5.6 und 6.0. Das in Abb. 3.8 gezeigte 3. Quartil wäre also durch Erdbeben deutlich beeinflusst. Dagegen sollte das 1. Quartil aufgrund der Magnitudendifferenz von 0.45 nur wenig durch Erdbeben verfälscht sein. Darum kann dieses als geeignetes Maß für das Hintergrundrauschen angesehen werden und wird für die folgenden Abschätzungen des seismischen Rauschens verwendet.

Abb. 3.10 zeigt nun die spektrale Leistungsdichte an der Station BFO für die Jahre 1996-2006. Um einen repräsentativen Rauschpegel zu ermitteln und die



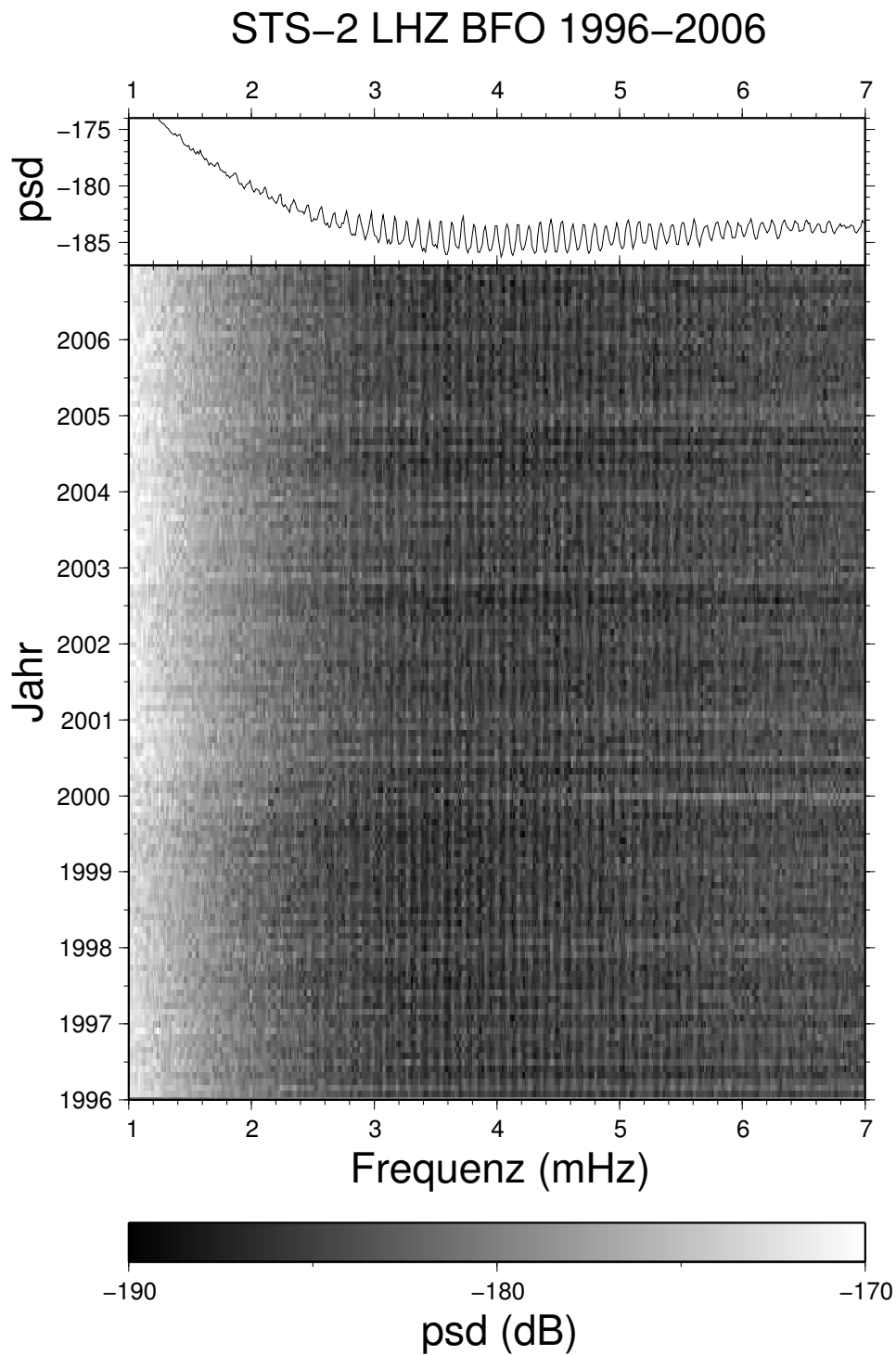


Abb. 3.10: Langzeit-Spektrogramm mit Quartilenspektren für die GRSN-Station BFO.  
Oberer Bildteil: Medianspektrum.

in Abb 3.7 sichtbaren hohen spektralen Amplituden durch starke Erdbeben oder technische Störungen auszublenden, wurde für jeden Monat gesondert das 1. Quartil berechnet. Das gezeigte Spektrogramm entstand durch ein Aneinanderreihen der 132 Quartilenspektren. Im oberen Bildteil ist zudem der Median dieser 132 Quartilenspektren gezeigt. Abb. 3.10 verdeutlicht die Konstanz der Amplitude der Hintergrundeigenschaften und des sonstigen Hintergrundrauschens an dieser Station. Lediglich einige waagerechte hellere Bänder, überwiegend in den Wintermonaten, deuten auf einen leichten Anstieg des Rauschens zu diesen Zeiten hin. Entsprechende Abbildungen für die anderen GRSN-Stationen finden sich in Anhang A.1. Im Gegensatz zu BFO zeigen einige dieser Stationen mit der Zeit erhebliche Veränderungen des Rauschpegels. Insgesamt konnten an 8 der 19 Stationen die Hintergrundeigenschaften über den Großteil des betrachteten Zeitraums hinweg detektiert werden: BFO, BRG, CLL, CLZ, FUR, RGN, TNS und WET. Schwache Anzeichen der typischen Kammstruktur wurden bei einigen weiteren Stationen gefunden: BSEG, BUG, GRFO, IBBN, MOX und STU. Bei den Stationen MOX, STU und BUG waren in jüngerer Zeit Verbesserungen der Signalqualität zu erkennen. In Moxa wurde im Juni 2005 das Seismometer mit einer verbesserten Abschirmung versehen, ein halbes Jahr später, im Januar 2006, erfolgte ein Austausch des Seismometers [W. Kühnel, *pers. Mitteilung*]. Beide Veränderungen, insbesondere der Austausch des offenbar defekten Seismometers, bewirkten eine Verbesserung der Datenqualität. Die Verbesserung in Bochum (Station BUG) wurde durch den Austausch einer korrodierten Steckverbindung erzielt [B. Klotz, *pers. Mitteilung*]. An der Station STU war von Ende Oktober 2006 bis Ende Juni 2007 ebenfalls ein geringerer Rauschpegel zu beobachten. Verantwortlich dafür war die teilweise Stilllegung einer in der Nähe verkehrenden Straßenbahnlinie im Zuge von Umbaumaßnahmen. Für die weitergehenden Analysen wurden dennoch nur die Daten der oben genannten 8 Stationen berücksichtigt, um über einen längeren Zeitraum hinweg mit einer konstanten Netzwerkkonfiguration arbeiten zu können.

### 3.4.3 Stationen in Nachbarländern

Neben den GRSN-Stationen wurden auch Stationen im benachbarten Ausland in Betracht gezogen. An einigen Stationen in Frankreich, den Niederlanden, in Österreich und der Schweiz konnten die Hintergrundeigenschaften ebenfalls nachgewiesen werden, meist allerdings nicht über so einen langen Zeitraum wie im GRSN. Diese Stationen sind in Tab. 3.2 aufgelistet. Was den Rauschpegel und dessen Konstanz betrifft, ist nur die GEOFON-Station in Walferdange, Luxemburg (WLF) vergleichbar mit den GRSN-Stationen (s. Abb. A.17). Daher wurde diese Station im folgenden in die Untersuchungen der GRSN-Daten mit einbezogen. Die französischen Stationen erlauben zwar die permanente Detektion der Hintergrundeigenschaften, aufgrund ihrer geographischen Lage hätten

sie jedoch für die Array-Untersuchungen in Kapitel 5 keinen Vorteil erbracht. Darüberhinaus konnte so mit einem einheitlich mit STS-2-Seismometern ausgestatteten Netzwerk gearbeitet werden. Dieses Netzwerk aus 8 GRSN-Stationen und der Station WLF soll in den nächsten Kapiteln der Einfachheit halber mit GRSN bezeichnet werden.

Netzwerk	Stationsname		Breite	Länge	Seismometer
CH	BALST	Balsthal	47.34°N	7.69°E	STS-2
CH	BNALP	Bannalp	46.87°N	8.43°E	STS-2
CH	SULZ	Sulz-Cheisacher	47.53°N	8.11°E	STS-2
G	ECH	Échery	48.22°N	7.16°E	STS-1
G	SSB	Saint Sauveur-Badole	45.28°N	4.54°E	STS-1
NL	HGN	Heimansgroeve	50.76°N	5.93°E	STS-1
NL	WTSB	Winterswijk	51.97°N	6.80°E	STS-2
OE	DAVA	Damüls	47.29°N	9.88°E	STS-2
OE	WTTA	Wattenberg	47.26°N	11.64°E	STS-2
GE	WLF	Walferdange	49.66°N	6.15°E	STS-2

Tab. 3.2: Breitbandstationen in Nachbarländern, an denen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden konnten

### 3.4.4 Das Berkeley Digital Seismic Network (BDSN)

Zu den drei seismischen Netzwerken, die sich zur Untersuchung der Hintergrundeigenschwingungen der Erde eignen [Rhie und Romanowicz, 2004], gehört auch das *Berkeley Digital Seismic Network* (BDSN). Es besteht derzeit aus über 30 Stationen, allerdings erfüllen nicht alle die hohen Anforderungen an die Datenqualität. Analog zum Vorgehen für die GRSN-Stationen wurden durch die Berechnung der spektralen Leistungsdichte die Stationen bestimmt, an denen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden können. Die Langzeitspektrogramme dieser Stationen (Tab. 3.3, Abb. 3.11) für die Jahre 1996-2003 finden sich in Anhang A.2. Von diesen Stationen sind neun mit STS-1- und drei mit STS-2-Seismometern ausgestattet. Im Vergleich zum GRSN ist die Datenqualität hier weniger konstant, die kontinuierliche Detektion der Hintergrundeigenschwingungen ist nur an fünf Stationen möglich. Manche Stationen zeigen starke zeitliche Variationen des Rauschpegels, einige stellten ihren Betrieb in der Zwischenzeit ein oder kamen erst später neu hinzu.

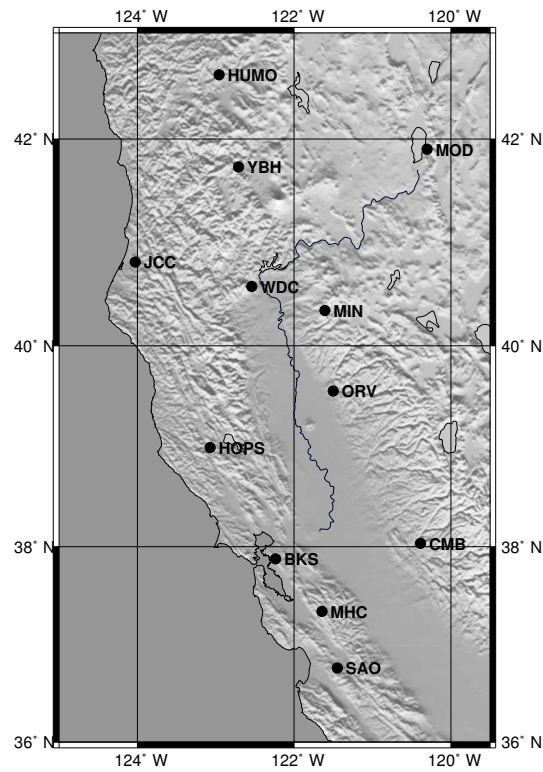


Abb. 3.11: Übersichtskarte der BDSN-Stationen, an denen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden konnten

Stationsname		Breite	Länge	Seismometer
BKS	Berkeley	37.88°N	122.23°W	STS-1
CMB	Columbia	38.04°N	120.39°W	STS-1
HOPS	Hopland	38.99°N	123.07°W	STS-1
HUMO	Hull Mountain	42.61°N	122.96°W	STS-2
JCC	Bayside	40.82°N	124.03°W	STS-2
MHC	Mt. Hamilton	37.34°N	121.64°W	STS-1
MIN	Mineral	40.35°N	121.61°W	STS-1
MOD	Modoc Plateau	41.90°N	120.30°W	STS-1
ORV	Oroville	39.55°N	121.50°W	STS-1
SAO	Hollister	36.76°N	121.45°W	STS-1
WDC	Whiskeytown	40.58°N	122.54°W	STS-2
YBH	Yreka	41.73°N	122.71°W	STS-1

Tab. 3.3: Stationen des BDSN, an denen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden konnten

### 3.4.5 Das Full Range Seismograph Network of Japan (F-net)

Das dritte regionale seismische Netzwerk, das die Beobachtung der Hintergrundeigenschwingungen erlaubt [Rhie und Romanowicz, 2004], ist das *Full Range Seismograph Network of Japan*, kurz „F-net“. Es besteht derzeit aus 83 über ganz Japan verteilten Stationen, von denen 23 mit STS-1- und 60 mit STS-2-Seismometern ausgerüstet sind. Auch hier sind die Hintergrundeigenschwingungen der Erde nur an einem Teil der Stationen detektierbar. Diese Stationen sind in Tab. 3.4 aufgeführt, Abb. 3.12 zeigt eine Übersichtskarte. Der Übersichtlichkeit wegen wurden hier die Stationsnamen weggelassen.

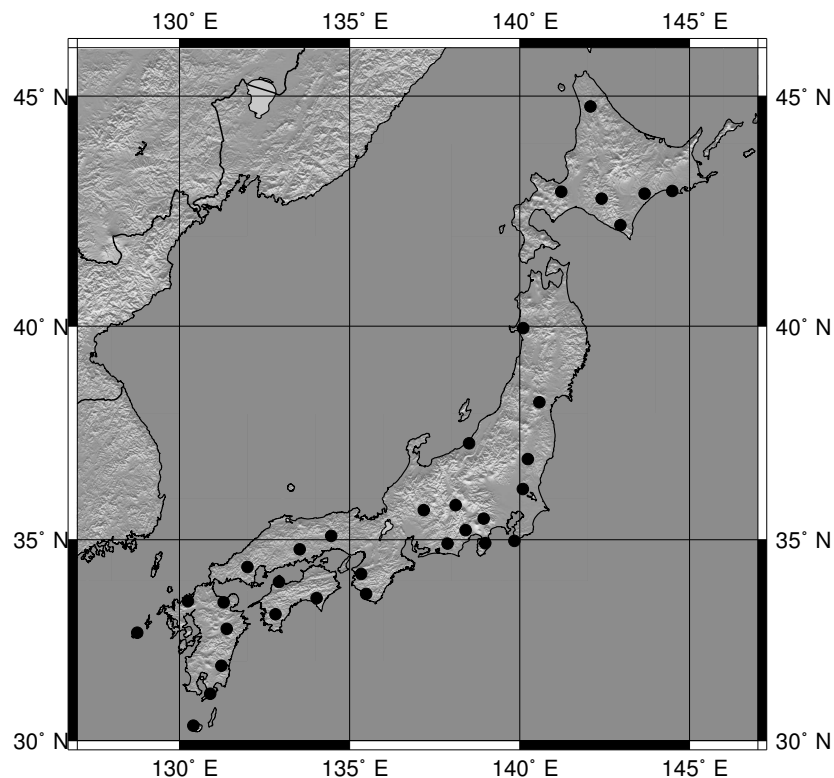


Abb. 3.12: Übersichtskarte der F-net-Stationen, an denen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden konnten

Eine umfassende Untersuchung des langperiodischen Hintergrundrauschens im F-net wurde für die Jahre 1999-2003 durchgeführt. Die Spektrogramme für die acht Stationen mit der besten Datenqualität finden sich in Anhang A.3. Die Daten dieser Stationen, die alle mit STS-1-Seismometern ausgerüstet sind, wurden auch in Kapitel 5 für die Array-Untersuchungen verwendet. An weiteren 30 F-net-Stationen sind die Hintergrundeigenschwingungen zwar ebenfalls zeitweise detektierbar, für die angestrebten Langzeituntersuchungen erwiesen sich diese Daten

Stationsname		Breite	Länge	Seismometer
AMM	Amami Oshima	28.16°N	129.30°E	STS-1
FUJ*	Fujigawa	35.23°N	138.42°E	STS-1
FUK*	Fukue	32.72°N	128.76°E	STS-1
GJM*	Gojyoume	39.96°N	140.11°E	STS-1
HID	Hidaka	42.82°N	142.41°E	STS-2
HSS	Sapporo	42.97°N	141.23°E	STS-1
INN	Nakatsu	33.47°N	131.31°E	STS-2
JIZ	Nakaizu	34.92°N	138.99°E	STS-2
KGM	Kunigami	26.76°N	128.22°E	STS-2
KMT	Kamitonda	33.68°N	135.49°E	STS-2
KMU	Kamikineusu	42.24°N	142.96°E	STS-2
KNM	Kanayama	35.72°N	137.18°E	STS-2
KSK	Kawasaki	38.26°N	140.58°E	STS-2
KSR	Kushiro	42.98°N	144.49°E	STS-2
KYK	Nagata	30.38°N	130.41°E	STS-2
KZK	Kashiwazaki	37.30°N	138.51°E	STS-1
KZS	Kozushima	34.21°N	139.15°E	STS-2
NOK	Nokami	34.17°N	135.35°E	STS-2
NRW	Nariwa	34.77°N	133.53°E	STS-2
NSK	Nishiki	34.34°N	132.00°E	STS-2
SBR*	Seburi	33.51°N	130.25°E	STS-1
SBT	Shibata	37.97°N	139.45°E	STS-1
SGN*	Turu Sugeno	35.51°N	138.94°E	STS-1
TAS	Tashiro	31.19°N	130.91°E	STS-2
TGW	Tamagawa	33.97°N	132.93°E	STS-2
TKD*	Takeda	32.82°N	131.39°E	STS-1
TKO	Takaoka	31.89°N	131.23°E	STS-2
TNK	Nakagawa	44.78°N	142.08°E	STS-1
TNR	Tenryu	34.91°N	137.88°E	STS-2
TSA	Nishitosa	33.18°N	132.82°E	STS-2
TSK	Tsukuba	36.21°N	140.09°E	STS-1
TTO*	Takato	35.84°N	138.12°E	STS-1
TYM	Tateyama	34.97°N	139.84°E	STS-1
UMJ	Umaji	33.58°N	134.04°E	STS-2
URH*	Uraoro	42.93°N	143.67°E	STS-1
YMZ	Yamizo	36.93°N	140.24°E	STS-1
YZK	Yamazaki	35.09°N	134.46°E	STS-2

Tab. 3.4: Stationen des F-net, an denen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden konnten. \*Für die Array-Untersuchungen verwendete Stationen.

jedoch als ungeeignet. Stattdessen wurden die Daten zweier weiterer Stationen in Japan, der GEOSCOPE-Station Inuyama (INU, Spektrogramm s. Abb. A.35) und des zum IRIS/USGS-Netzwerk gehörenden Observatoriums in Matsushiro (MAJO, Spektrogramm s. Abb. A.36), mit einbezogen.

Trotz intensiver Suche konnten außer dem GRSN, dem BDSN und dem F-net keine weiteren Netzwerke gefunden werden, die es erlauben, die Hintergrundeigenschwingungen mittels Array-Methoden zu analysieren. Allerdings gibt es auch in anderen Regionen einzelne Stationen, an denen die Hintergrundeigenschwingungen detektiert werden können. Daher widmet sich, ehe in Kapitel 5 die Array-Untersuchungen vorgestellt werden, das folgende Kapitel den Untersuchungen, die bereits mit den Daten zweier Stationen möglich sind.





# Kapitel 4

## Zwei-Stations-Untersuchungen

Aufgrund des wesentlich höheren Rauschpegels eignen sich horizontale seismische Daten nicht für die nähere Untersuchung der Hintergrundeigenschaften. Damit entfällt die Möglichkeit, anhand der an einer einzelnen Drei-Komponenten-Station gemessenen relativen Phasen und Amplituden Rückschlüsse auf die Ausbreitungsrichtung und damit auf den Ursprungsort der Hintergrund-Rayleigh-Wellen zu ziehen.

Stehen jedoch zwei im Abstand  $d$  voneinander befindliche Stationen zur Verfügung, lassen sich aus der Differenz zwischen den Ankunftszeiten einer seismischen Welle an diesen beiden Stationen bereits wertvolle Informationen über Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit gewinnen. Passiert eine als eben angenommene Oberflächenwelle mit dem Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  und der Geschwindigkeit  $v$  nacheinander die Stationen A und B, so beträgt die Zeitdifferenz zwischen den beiden Stationen

$$\Delta t = t_A - t_B = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|} \cdot \frac{(\vec{r}_A - \vec{r}_B)}{v}, \quad (4.1)$$

wobei  $\vec{r}_A$  und  $\vec{r}_B$  die Ortsvektoren der beiden Stationen sind. Breitet sich die Welle an der Oberfläche eines homogenen, elastischen Halbraums aus, so ist sie ungedämpft und nicht dispersiv, und für die an den beiden Stationen registrierten Signale  $a(t)$  und  $b(t)$  gilt:

$$b(t) = a(t + \Delta t), \quad (4.2)$$

d.h., die beiden Signale sind bis auf den Zeitversatz  $\Delta t$  identisch. Sind nun jedoch nur die beiden Signale  $a(t)$  und  $b(t)$  bekannt, kann die Bestimmung der Zeitdifferenz  $\Delta t$  durch die Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion erfolgen:

$$c(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t + \tau)b(\tau) d\tau \quad (4.3)$$

Im Idealfall nimmt die Korrelationsfunktion  $c(t)$  für  $t = \Delta t$  ihren Maximalwert an.

Für diskrete Zeitreihen  $a_i = a(t_i)$  und  $b_i = b(t_i)$  ergibt sich die diskrete Kreuzkorrelation gemäß

$$c_j = \sum_{i=1}^N a_{i+j} b_i, \quad (4.4)$$

wobei  $N$  die Anzahl der für die Korrelation verwendeten Werte ist. Die Kreuzkorrelationsfunktion wird in der Regel noch auf Werte zwischen -1 und 1 normiert, dann schreibt man:

$$c_j = \frac{\sum_{i=1}^N a_{i+j} b_i}{\sqrt{\sum_{k=1}^N a_k^2} \sqrt{\sum_{l=1}^N b_l^2}}. \quad (4.5)$$

Die Anwendungsgebiete der Kreuzkorrelation in der Seismologie sind vielfältig. Obwohl die Annahme zweier seismischer Signale, die sich lediglich durch einen Zeitversatz unterscheiden, nicht realistisch ist, wird sie häufig angewandt, um die Ähnlichkeit von Signalen abzuschätzen und Laufzeitdifferenzen zwischen verschiedenen Stationen zu ermitteln.

Ein in den letzten Jahren sehr erfolgreicher Forschungszweig ist die seismische Tomographie durch Korrelation von Rauschsignalen. Diese Methode macht sich die Tatsache zunutze, daß sich mit Hilfe der Kreuzkorrelationsfunktion die Greensche Funktion berechnen läßt [Lobkis und Weaver, 2001; Snieder, 2004; Wapenaar, 2004].

Registrieren zwei Empfänger ein diffuses und isotropes Wellenfeld, so steht die Kreuzkorrelationsfunktion der von den beiden Empfängern aufgezeichneten Signale in Beziehung zur Green-Funktion für die Verbindungsstrecke, d.h., dem Signal, das einer der beiden Empfänger registriert, wenn sich die Quelle am Ort des anderen befindet. Anschaulich läßt sich dies damit erklären, daß sich bei der Berechnung der Kreuzkorrelation für ein isotropes Wellenfeld alle Beiträge mit  $t < t_{\max} = d/v$  herausmitteln und zum Ergebnis letztlich nur Wellen beitragen, die sich von A nach B oder umgekehrt ausbreiten.

Mit gewissen Einschränkungen erzeugen auch das seismische Rauschen, z.B. die Meeresmikroseismik, sowie vielfach gestreute Codawellen ein diffuses Wellenfeld ohne eine dominante Ausbreitungsrichtung. Beide Arten von Wellen wurden bereits erfolgreich zur Berechnung von Greenschen Funktionen eingesetzt [z.B. Shapiro und Campillo, 2004; Campillo und Paul, 2003]. Nakahara [2006] zeigte, daß im zweidimensionalen Fall, also z.B. bei seismischen Oberflächenwellen, unter der Annahme eines isotropen Wellenfeldes die Hilbert-Transformation der Kreuzkorrelationsfunktion gleich der doppelten Differenz der kausalen und der akausalen

Greenschen Funktion ist:

$$\mathcal{H}[c(t)] = 2[G^{2D}(d, t) - G^{2D}(d, -t)]. \quad (4.6)$$

Da die Greensche Funktion dem an der Station B registrierten Signal entspricht, wenn sich am Ort der Station A eine Impulsquelle befindet, kann also mithilfe der Korrelationsfunktion des seismischen Rauschens die Dispersionskurve der zwischen den beiden Stationen laufenden Wellen ermittelt werden. In Gebieten mit einer dichten Stationsüberdeckung lassen sich daraus dreidimensionale räumliche Verteilungen der seismischen Wellengeschwindigkeiten gewinnen, die wertvolle Informationen über die Struktur des durchlaufenen Mediums liefern [z.B. Shapiro et al., 2005].

Neben Rückschlüssen auf das von den Wellen durchlaufene Medium, die aus lokalen Variationen der Ausbreitungsgeschwindigkeit gezogen werden können, liefern die Korrelationsfunktionen des seismischen Rauschens auch Informationen über die im Rauschen enthaltenen Wellentypen. So läßt sich anhand der beobachteten Wellengeschwindigkeiten z.B. leicht sagen, ob die kohärenten Anteile des Wellenfeldes die Eigenschaften von Rayleigh- oder Love-Wellen zeigen.

Wie in Kapitel 3 gezeigt wurde, sind an acht Stationen des GRSN die Hintergrundeigenschwingungen detektierbar. Sofern diese an den verschiedenen Stationen kohärent sind, müssen in den Korrelationsfunktionen für das vertikale, langperiodische Rauschen an diesen Stationen die jeweiligen Greenschen Funktionen enthalten sein, die Ausbreitungsgeschwindigkeit muß der von Rayleigh-Wellen entsprechen.

Auf diese Weise müßte also auch das Vorhandensein kohärenter Hintergrund-Rayleigh-Wellen nachgewiesen werden können.

Abb. 4.1 zeigt auf der linken Seite eine Korrelationsmatrix für das vertikale Rauschen an den GRSN-Stationen FUR und CLZ (Abstand 414 km) zwischen 2 und 10 mHz. Hierzu wurden die Daten des Jahres 1996 zuerst in 12 Stunden lange Zeitfenster unterteilt. Für die 200 Zeitfenster mit der geringsten mittleren Signalleistung an den beiden Stationen wurde dann die Kreuzkorrelationsfunktion berechnet. Diese Vorauswahl gewährleistet, daß das Ergebnis weitgehend unbeeinträchtigt von starken Erdbeben, einzelnen, dominanten Rauschquellen und lokalen Störungen ist. Auf der rechten Seite ist die gemittelte Korrelationsfunktion zu sehen. Diese ist annähernd symmetrisch. Die Maxima und Minima der mittleren Kreuzkorrelation sind auch in der Matrixdarstellung als waagerechte Bänder deutlich sichtbar. Geringe Abweichungen von der Symmetrie sowie zeitliche Fluktuationen der Kreuzkorrelation lassen erkennen, daß das seismische Rauschen bei diesen Perioden nicht zu jedem Zeitpunkt isotrop ist. Nach der Mittelung über viele Zeitfenster ist die Annahme der Isotropie jedoch hinreichend erfüllt.

Abb. 4.2 zeigt links auf dieselbe Weise berechnete mittlere Korrelationsfunktionen aus dem Jahr 1996 für die Stationen BFO, BRG, CLL, CLZ, FUR,

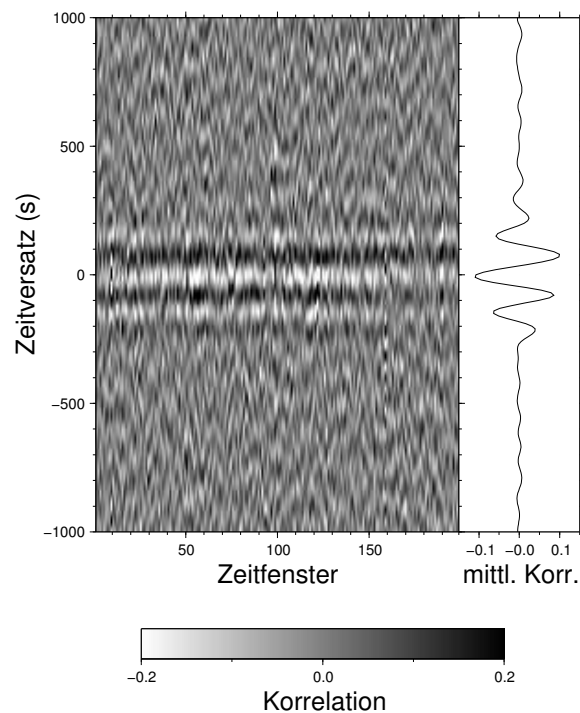


Abb. 4.1: Links: Korrelationsmatrix für das 1996 an den GRSN-Stationen FUR und CLZ gemessene seismische Rauschen zwischen 2 und 10 mHz. Ausgewählt wurden die 200 Zeitfenster mit dem geringsten Rauschpegel. Rechts: Gemittelte Korrelationsfunktion.

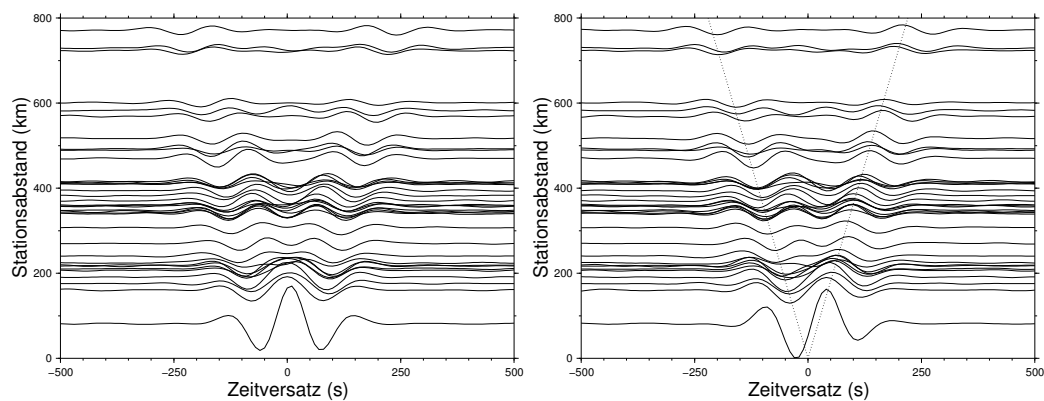


Abb. 4.2: Links: Kreuzkorrelationsfunktionen für die GRSN-Stationen. Rechts: Hilbert-Transformierte der Korrelationsfunktionen.

TNS, RGN, WET und WLF. Die 36 Korrelationsfunktionen sind dem jeweiligen Stationsabstand gemäß angeordnet. Deutlich erkennbar ist ein „Zerfließen“ der Kreuzkorrelation, d.h., mit zunehmendem Abstand wandern die Minima und Maxima immer weiter nach außen. Das rechte Teilbild zeigt die Hilbert-

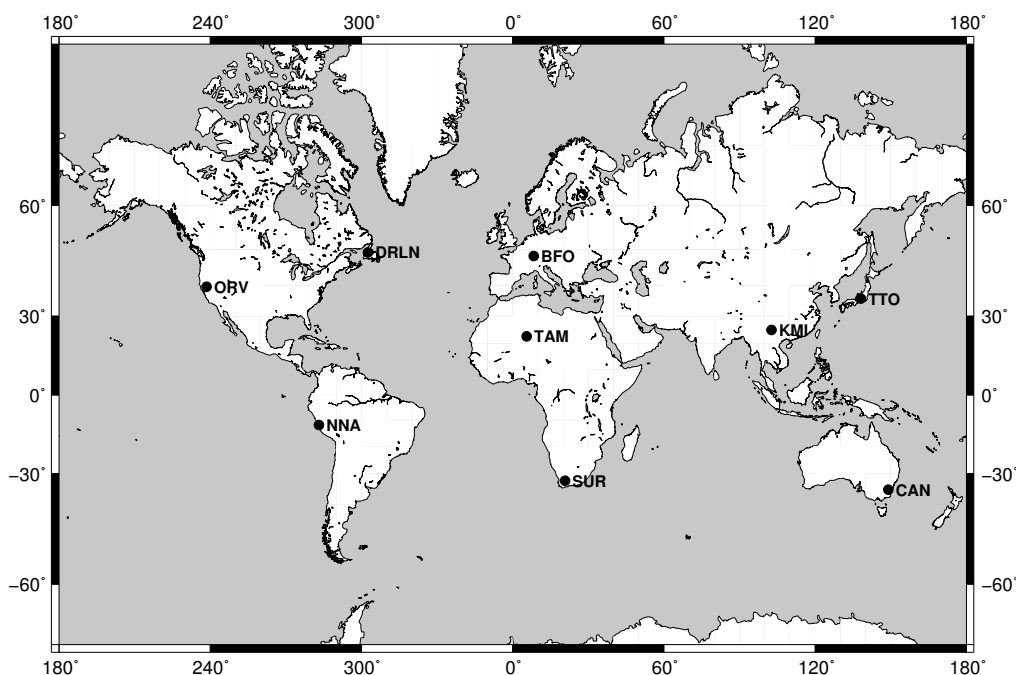


Abb. 4.3: Stationen für die weltweite Green-Funktions-Analyse

Transformierten der Korrelationsfunktionen, die gemäß Gleichung (4.6) mit den Greenschen Funktionen zusammenhängen. Zusätzlich ist die Laufzeit von Oberflächenwellen mit der Geschwindigkeit  $v = 3.6$  km/s, der mittleren Gruppengeschwindigkeit von Rayleigh-Wellen in diesem Frequenzband, durch gepunktete Linien angedeutet. Diese geben die Position der Maxima (bzw. Minima für negative  $\Delta t$ ) der Green-Funktionen sehr gut wieder, die beobachteten Korrelationen sind also auf Rayleigh-Wellen zurückzuführen.

Eine wichtige Erkenntnis aus dieser Untersuchung ist die Tatsache, daß das seismische Rauschen für alle untersuchten Stationspaare kohärente Anteile enthält, d.h., die Hintergrund-Rayleigh-Wellen sind auf einer Fläche der Größe Deutschlands zumindest teilweise kohärent. Dies ist eine Grundvoraussetzung für die Anwendbarkeit von Array-Methoden, mit denen die Quellen der Hintergrunderschwingungen lokalisiert werden sollen (s. Kapitel 5).

Im Gegensatz zu den Array-Verfahren, bei denen man auf geeignete Stationsnetzwerke angewiesen ist, läßt sich die Zwei-Stationen-Analyse leicht auch zu größeren Stationsabständen hin fortsetzen. In Abb. 4.3 sind die Standorte von neun der weltweit ruhigsten Stationen eingezeichnet, an denen die Hintergrunderschwingungen mit relativ hohem Signal-Rausch-Verhältnis detektiert werden können. Wie oben für die GRSN-Stationen beschrieben, wurde für diese Stationen die mittlere Kreuzkorrelation des Rauschens zwischen 2 und 10 mHz im Jahr 2001 berechnet. Die Hilbert-Transformierten dieser Kreuzkorrelationen zeigt Abb. 4.4. Wie in Abb. 4.2 ist auch hier die Gruppenlaufzeit langperiodischer Rayleigh-

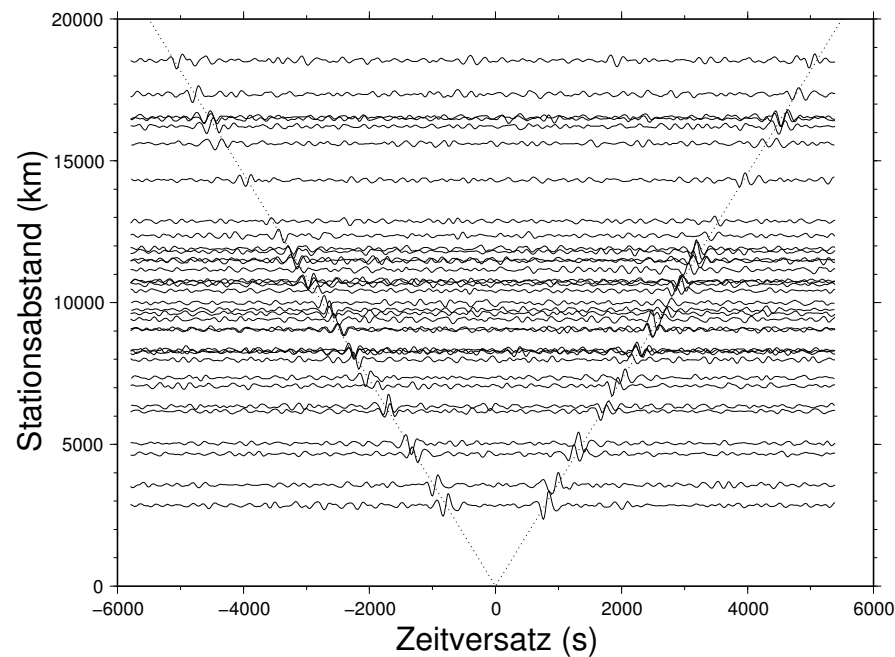


Abb. 4.4: Hilbert-Transformierte der Kreuzkorrelationen für die Stationen in Abb. 4.3

Wellen eingezeichnet. Selbst bei den mit über 18500 km Abstand nahezu antipodischen Stationen KMI und NNA sind noch kohärente Signalanteile im Rauschen auszumachen. Da zu den Korrelationsfunktionen nur Wellen beitragen, die sich auf dem jeweiligen Großkreis durch die beiden Stationen ausbreiten, müssen sich auch auf all diesen Großkreisen zumindest gelegentlich Quellen befinden, die Rayleigh-Wellen abstrahlen. Dies ist nur mit einer Vielzahl an möglichen Quellregionen möglich, nicht jedoch mit einigen wenigen. Neben der von Nishida und Kobayashi [1999] nachgewiesenen unabhängigen Anregung verschiedener Moden ist dies ein weiterer Hinweis auf eine zufällige und weiträumig verteilte Anregung der Hintergrundeigenschaften.

# Kapitel 5

## Array-Untersuchungen

Das Hauptziel dieser Arbeit war es, die Quellen der permanent angeregten Eigenschwingungen der Erde zu lokalisieren und dadurch die für die Anregung verantwortlichen Prozesse soweit wie möglich einzugrenzen. Hier sollten die Daten des Deutschen Regionalnetzes (*German Regional Seismic Network*, GRSN) eine zentrale Rolle spielen, da dieses aufgrund seiner vergleichsweise hohen Stationsdichte und Datenqualität, insbesondere bei den hier interessierenden Perioden, herausragende Möglichkeiten bietet. Wie sich herausgestellt hat, verfügen weltweit nur zwei weitere Netzwerke, das *Berkeley Digital Seismic Network* (BDSN) und das *Full Range Seismograph Network of Japan* (F-net) über ähnliche Voraussetzungen. Diese wurden in die Untersuchungen mit einbezogen. Auf der Grundlage der Dualität zwischen sphäroidalen Fundamentalmoden und Rayleigh-Wellen sollte mittels einer Frequenz-Wellenzahlanalyse (im folgenden f-k-Analyse) [Capon, 1969] die Ausbreitungsrichtung der Hintergrund-Rayleigh-Wellen bestimmt werden, die die Netzwerke durchlaufen und zum Aufbau der Hintergrundeigenschwingungen beitragen.

Voraussetzung für eine f-k-Analyse ist ein geeignetes Stationsnetzwerk bzw. Array. Sie läßt sich nur erfolgreich durchführen, wenn die aufgezeichneten Signale an den verschiedenen Stationen kohärente Anteile besitzen. Bei seismischen Wellen nimmt die Kohärenz aufgrund von Streuung und anelastischer Dämpfung im allgemeinen mit der Stationsentfernung ab, woraus sich eine obere Grenze für die Ausdehnung bzw. Apertur eines Arrays ergibt. Andererseits lassen sich aber auch nur Wellen studieren, deren Wellenlänge die Array-Apertur nicht übersteigt, d.h., die Apertur eines Arrays muß mindestens gleich der Wellenlänge der zu untersuchenden Wellen sein. Für das GRSN, das BDSN und das F-net, deren Apertur jeweils einige hundert Kilometer beträgt, sind im Fall der Hintergrund-Rayleigh-Wellen beide Bedingungen erfüllt.

## 5.1 Frequenz-Wellenzahl-Analyse

Durchlaufen seismische Oberflächenwellen ein Array, so werden diese an den einzelnen Stationen nicht gleichzeitig, sondern zeitverzögert beobachtet. Die zeitliche Abfolge, in der die Wellen die Stationen erreichen, hängt dabei von deren Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit ab. Unter der Annahme ungedämpfter und nicht dispergierter ebener Wellen läßt sich das an der  $i$ -ten Station registrierte Signal  $x_i(t)$  folgendermaßen darstellen:

$$x_i(t) = s(t - \vec{r}_i \cdot \vec{u}) + n_i(t). \quad (5.1)$$

Hierbei ist  $s(t)$  der an allen Stationen kohärente Signalanteil, die Vektoren  $\vec{r}_i$  geben die Stationskoordinaten an,  $\vec{u} = \vec{v}/|\vec{v}|^2$  ist der Langsamkeits-Vektor der seismischen Wellen und  $\vec{v}$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Eine perfekte Kohärenz zwischen den an verschiedenen Stationen registrierten Zeitreihen ist wegen des darin enthaltenen Rauschens nicht möglich. Dem wird durch den Rauschanteil  $n_i(t)$  Rechnung getragen.

Zur Rekonstruktion des kohärenten Anteils  $s(t)$  können nun die gemessenen Zeitreihen mehrerer Stationen unter Berücksichtigung der durch die Wellenausbreitung bedingten Zeitversätze aufsummiert werden:

$$b(t) = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i(t + \vec{r}_i \cdot \vec{u}) = s(t) + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N n_i(t + \vec{r}_i \cdot \vec{u}). \quad (5.2)$$

Dabei ist  $N$  die Anzahl der Stationen. Dieses Verfahren wird als *Beamforming* bezeichnet, das Summensignal  $b(t)$  als *Beam*. Sind die Rauschanteile  $n_i(t)$  der einzelnen Stationen völlig inkohärent, vergrößert sich das Signal-Rausch-Verhältnis durch *Beamforming* um den Faktor  $\sqrt{N}$ .

Voraussetzung für die Berechnung der Summe  $b(t)$  ist die Kenntnis des Langsamkeits-Vektors  $\vec{u}$ . Ist dieser jedoch nicht bekannt, so läßt er sich umgekehrt ermitteln, indem man Betrag und Richtung von  $\vec{u}$  in einem *Grid-Search*-Verfahren systematisch variiert, um jenen Langsamkeits-Vektor zu finden, für den die Signalenergie des *Beams*,

$$E(\vec{u}) = \int_{t_1}^{t_2} |b(t)|^2 dt = \frac{1}{N^2} \int_{t_1}^{t_2} \left| \sum_{i=1}^N x_i(t + \vec{r}_i \cdot \vec{u}) \right|^2 dt, \quad (5.3)$$



ihren Maximalwert annimmt. Die Signalenergie läßt sich auch im Frequenzbereich berechnen, und aufgrund des Parsevalschen Theorems gilt

$$\int_{-\infty}^{\infty} |b(t)|^2 dt = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} |\tilde{B}(\omega)|^2 d\omega. \quad (5.4)$$

$\tilde{B}(\omega)$  ist dabei die Fourier-Transformierte von  $b(t)$ . Gesucht ist dann der Wellenzahlvektor  $\vec{k}$ , für den die Gesamtenergie

$$E(\vec{k}) = \frac{1}{N^2\pi} \int_0^{\infty} \left| \sum_{i=1}^N e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_i} \tilde{X}_i(\omega) \right|^2 d\omega \quad (5.5)$$

maximal wird.  $\tilde{X}_i(\omega)$  ist die Fourier-Transformierte von  $x_i(t)$ . Dieses Suchverfahren wird auch als Frequenz-Wellenzahl- oder f-k-Analyse bezeichnet. Um Verwechslungen mit dem Summenindex  $i$  vorzubeugen, wurde für die imaginäre Einheit  $\sqrt{-1}$  hier die Bezeichnung  $i$  gewählt. Setzt man  $\tilde{X}_i(\omega) = \text{const.} = 1$ , läßt sich Gleichung (5.5) folgendermaßen darstellen:

$$E(\vec{k}) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} A(\vec{k}) d\omega. \quad (5.6)$$

Dabei ist

$$A(\vec{k}) = \frac{1}{N^2} \left| \sum_{i=1}^N e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_i} \right|^2 \quad (5.7)$$

die sogenannte Antwortfunktion des Arrays. Sie dient dazu, die Fehler abzuschätzen, die bei der Bestimmung des Wellenzahlvektors mittels einer f-k-Analyse auftreten können. Die ideale Antwortfunktion wäre eine Deltafunktion,  $\delta(\vec{k})$ , bei einer endlichen Anzahl an Stationen ist dies aber nicht möglich. So ist zwar nach Gleichung (5.7) stets  $A(\vec{0}) = 1$ , jedoch besitzt die Antwortfunktion in der Praxis weitere Maxima mit  $A(\vec{k}) > 0$ . Diese Nebenmaxima führen dazu, daß die f-k-Analyse auch für „falsche“ Wellenzahlvektoren ein lokales Energiemaximum liefern kann. Im allgemeinen nimmt die Größe der Nebenmaxima mit einer größer werdenden Stationsdichte ab. Neben der Größe der Maxima in der Antwortfunktion eines Arrays beeinflußt auch deren Breite das Ergebnis einer f-k-Analyse. Ausschlaggebend für die Schärfe der Maxima ist die Apertur, also die räumliche Ausdehnung des Arrays: Je größer die Apertur, desto schärfer erscheinen die Maxima, und desto größer ist die Wellenzahlauflösung. Umgekehrt treten bei seismischen Wellen, deren Wellenlänge in derselben Größenordnung wie die

Array-Apertur liegt, sehr breite Maxima auf, d.h., es kann nur eine geringe Wellenzahlaufösung erzielt werden.

Im Gegensatz zum *Beamforming* im Zeitbereich läßt sich bei der im Frequenzbereich durchgeführten f-k-Analyse die Dispersion seismischer Wellen berücksichtigen, indem man einen frequenzabhängigen Wellenzahlvektor  $\vec{k} = \vec{k}(\omega)$  zuläßt. Da bei den in dieser Arbeit untersuchten langperiodischen Oberflächenwellen die Dispersion besonders stark ausgeprägt ist, bietet die Betrachtung im Frequenzbereich hier einen großen Vorteil gegenüber dem *Beamforming* im Zeitbereich.

Der Aufwand für die Suche nach dem Wellenzahlvektor  $\vec{k}$ , für den  $E$  maximal wird, reduziert sich erheblich, wenn entweder der Betrag oder die Richtung des Wellenzahlvektors bereits bekannt sind oder nicht bestimmt werden sollen. Der abzusuchende Parameterraum ist dann nicht mehr zwei-, sondern nur noch eindimensional. Dieses Verfahren wird auch als VESPA-Prozeß (*velocity spectral analysis*) bezeichnet [Davies et al., 1971; Rost und Thomas, 2002].

Die Unterscheidung verschiedener Wellentypen erfolgt meist über die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Diese läßt sich unabhängig von der Ausbreitungsrichtung ermitteln, indem man in Gleichung (5.5)  $\vec{k} = \omega u \vec{k}_0(\vartheta)$  setzt und statt über die Frequenz über die Ausbreitungsrichtung, angegeben in Form des Rückazimuts  $\vartheta$ , integriert (s. Abb. 5.1):

$$E(u, \omega) = \frac{1}{N^2 \pi} \int_0^{2\pi} \left| \sum_{i=1}^N e^{i\omega u \vec{k}_0(\vartheta) \cdot \vec{r}_i} \tilde{X}_i(\omega) \right|^2 d\vartheta. \quad (5.8)$$

Dabei ist  $\vec{k}_0(\vartheta) = (-\sin \vartheta, -\cos \vartheta)$  ein Einheitsvektor in Ausbreitungsrichtung. Damit ist es möglich, die Dispersion seismischer Wellen, also die Ausbreitungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit der Frequenz, zu ermitteln.

Dies läßt sich auch auf andere Weise erreichen, der Vorteil dieses Verfahrens

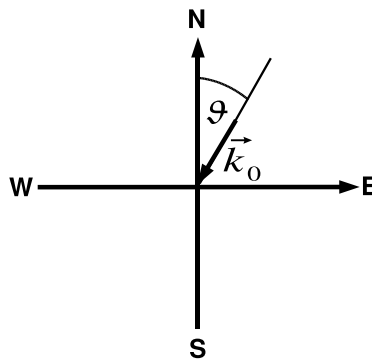


Abb. 5.1: Zur Definition von  $\vartheta$  und  $\vec{k}_0$ .

jedoch ist, daß es wegen der Unabhängigkeit von der Ausbreitungsrichtung auch

auf diffuse Wellenfelder angewandt werden kann, die vorrangig Wellen eines bestimmten Typs enthalten, deren Ausbreitungsrichtung aber nicht eindeutig zu bestimmen ist.

Umgekehrt genügt es häufig auch, die Ausbreitungsrichtung von Wellen zu ermitteln, deren Geschwindigkeit bekannt ist. Hiervon wurde bei den nachfolgend vorgestellten Untersuchungen Gebrauch gemacht, da die vorherrschenden Wellen bereits als Rayleigh-Wellen identifiziert waren. Betrachtet wird dann die Energie  $E(\vartheta)$ :

$$E(\vartheta) = \frac{1}{N^2\pi} \int_0^\infty \left| \sum_{i=1}^N e^{i\omega u(\omega)\vec{k}_0(\vartheta)\cdot\vec{r}_i} \tilde{X}_i(\omega) \right|^2 d\omega, \quad (5.9)$$

$u(\omega)$  wird als bekannt vorausgesetzt. Praktisch wurde das Verfahren folgendermaßen realisiert: Aus den diskreten Zeitreihen  $x_i(t_k)$  der verschiedenen Stationen wurden mittels einer *Fast Fourier Transformation* (FFT) die komplexen Spektren  $\tilde{X}_{il} = \tilde{X}_i(\omega_l)$  berechnet. Für die Langsamkeit  $u_l = u(\omega_l)$  wurde ein Intervall um den Wert angenommen, der sich aus dem Erdmodell 1066A [Gilbert und Dziewonski, 1975] für die Ausbreitung von Rayleigh-Wellen der Frequenz  $\omega_l$  ergibt. Die Integration über die Kreisfrequenz  $\omega$  wurde durch eine endliche Summe über die diskreten Frequenzstützstellen ersetzt. Schließlich wurde das Rückazimut  $\vartheta$  diskretisiert:

$$E(\vartheta_j) = \frac{1}{E_0} \sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{m=m_1}^{m_2} \left| \sum_{i=1}^N e^{-i\omega_l(u_l+m\Delta u)\vec{k}_0(\vartheta_j)\cdot\vec{r}_i} \tilde{X}_{il} \right|^2. \quad (5.10)$$

Dabei ist  $\Delta u$  die Schrittweite für die Langsamkeit, es ist  $m_1 < 0$  und  $m_2 > 0$ . Es genügt hier, die relative Änderung der Energie in Abhängigkeit des Rückazimuts zu betrachten, darum wurde der Normierungsfaktor  $E_0$  eingeführt:

$$E_0 = \sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{m=m_1}^{m_2} \left[ \sum_{i=1}^N |\tilde{X}_{il}| \right]^2. \quad (5.11)$$

Dieser Faktor reduziert den Wertebereich der Energie  $E(\vartheta_j)$  auf das Intervall  $[0,1]$  und gewährleistet, daß die Ergebnisse der f-k-Analyse für verschiedene Zeiträume auch bei stark unterschiedlicher Signalenergie vergleichbar werden.

## 5.2 Kophase

Ein der f-k-Analyse sehr ähnliches Verfahren ist die Berechnung der Kophase [Posmentier und Herrmann, 1971]. Wie die Energie  $E(\vec{k})$  gibt auch die Kophase  $C(\vec{k})$

Auskunft darüber, welche Anteile eines Wellenfeldes auf eine bestimmte Ausbreitungsrichtung und -geschwindigkeit entfallen. Während bei der f-k-Analyse für jede Station nur der Phasenunterschied zum Array-Zentrum bzw. einer Referenzstation berücksichtigt wird, gehen in die Kophase die Phasendifferenzen aller möglichen Stationspaare ein. Für einen bestimmten Wellenzahlvektor  $\vec{k}$  ergibt sich:

$$C(\vec{k}) = \frac{\sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N a_{ij}(\omega_l) \cos \left[ \Phi_j(\omega_l) - \Phi_i(\omega_l) - \vec{k} \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \right]}{\sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N a_{ij}(\omega_l)} \quad (5.12)$$

mit

$$a_{ij}(\omega_l) = A_j(\omega_l) + A_i(\omega_l). \quad (5.13)$$

Dabei sind  $A_i(\omega_l)$  die Amplitude und  $\Phi_i(\omega_l)$  der Phasenwinkel der transformierten Zeitreihe  $\tilde{X}_i$  an der Stelle  $\omega_l$ . Die Kophase ist eine gewichtete und normierte Summe aus Kosinusfunktionen und somit auf das Intervall  $[-1,1]$  beschränkt. Ebenso wie die f-k-Analyse bietet auch die Kophase die Möglichkeit, die Dispersion in Form eines frequenzabhängigen Wellenzahlvektors  $\vec{k}(\omega)$  zu berücksichtigen. Ferner läßt sich auch hier gezielt nach Wellen eines bestimmten Typs suchen, indem man die Langsamkeit  $u_l = u(\omega_l)$  als bekannt voraussetzt. Dann ist

$$C(\vartheta_m) = \frac{\sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N a_{ij}(\omega_l) \cos \left[ \Phi_j(\omega_l) - \Phi_i(\omega_l) - \omega_l u_l \vec{k}_0(\vartheta_m) \cdot (\vec{r}_j - \vec{r}_i) \right]}{\sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i+1}^N a_{ij}(\omega_l)}. \quad (5.14)$$

### 5.3 Langzeitbeobachtungen - Aufbereitung und Auswahl der Daten

Für die Untersuchungen der Hintergrund-Rayleigh-Wellen bei Perioden  $T > 100$  s wurden die ursprünglich mit Abtastfrequenzen von 0.1 oder 1 Hz aufgezeichneten Breitbandseismogramme zwischen 2 und 10 mHz bandpaßgefiltert und auf die Abtastfrequenz 25 mHz reduziert. Die Array-Analysen wurden für Zeitabschnitte der Länge 3 Stunden durchgeführt, beginnend zu jeder vollen Stunde. Diese Fensterlänge erlaubt einerseits eine ausreichende Frequenzauflösung, andererseits können so auch zeitliche Variationen des Wellenfeldes erfaßt werden, die sich innerhalb weniger Stunden vollziehen.

Lediglich ein Teil der Daten eignet sich zur Untersuchung der Hintergrundeingenschwingungen bzw. -Rayleigh-Wellen. Sowohl Rauschquellen anderer Art als

auch die alltäglich stattfindenden Erdbeben erschweren oder verhindern die Messung der Hintergrundeigenschaften. Wie Ekström [2001] zeigte, entspricht die Amplitude der Hintergrundeigenschaften in etwa der Anregung unmittelbar nach einem Beben der Magnitude  $M_W = 5.75$ . Im Umkehrschluß bedeutet dies, daß jedes Erdbeben mit  $M_W > 5.75$  zu einer stärkeren Anregung von Rayleigh-Wellen führt und das Wellenfeld durch diese Wellen dominiert wird. Um Aussagen über das Hintergrund-Wellenfeld treffen zu können, müssen also zuvor alle potentiell störenden Erdbeben aus den Daten entfernt werden.

Ein naheliegender Weg, die durch Erdbeben beeinflussten Zeitabschnitte auszusortieren, ist der Abgleich mit Erdbebenkatalogen. In vorangegangenen Arbeiten zu den Hintergrundeigenschaften war der erste Schritt bei der Datenauswahl stets das Ausschneiden von Segmenten nach starken Erdbeben. Die Länge dieser Segmente wurde durch die Magnitude festgelegt [z.B. Suda et al., 1998]. Hier wurde jedoch ein anderes, einzig auf der gemessenen Signalenergie und deren zeitlicher Verteilung basierendes Verfahren entwickelt.

Einerseits hängt die Stärke, mit der die Eigenschwingungen der Erde durch ein Erdbeben angeregt werden, neben der Magnitude von weiteren Parametern wie dem Bruchmechanismus oder der Tiefe des Herdes ab. Um anhand von Erdbebenkatalogen eine fundierte Auswahl treffen zu können, müßten diese Faktoren mitberücksichtigt werden. Andererseits wird die Beobachtung der sehr kleinen Hintergrundeigenschaften nicht nur durch Erdbeben, sondern auch häufig durch andere Störungen wie einverstarktes lokales Rauschen oder *Spikes* beeinträchtigt. Angesichts des ohnehin geringen Signal-Rausch-Verhältnisses wirken sich schon sehr kleine Störungen entscheidend aus, weshalb das Aussortieren solcher Zeitabschnitte eine wesentliche Voraussetzung für die Untersuchung der Hintergrundeigenschaften ist.

Das Ziel der Datenauswahl war es, nur die Segmente mit niedrigem, stationärem Rauschpegel auszuwählen und alle anderen auszusortieren. Um dies zu erreichen, wurde zuerst für jedes 180 Minuten lange Zeitfenster (270 Meßwerte bei der Abtastfrequenz von 25 mHz) für alle Stationen eines Netzwerks die Signalenergie  $e_{i,180} = \sum_{j=1}^{270} x_i^2(t_j)$  berechnet. Um ein Maß für die Variation der Signalenergie in diesem Zeitabschnitt zu erhalten, wurden für sieben ca. 26 min lange Unterfenster ebenfalls die Signalenergie ( $e_{i,26}$ ) und das Maximum der sieben Quotienten  $\sigma_i = e_{i,26}/e_{i,180}$  bestimmt. Für die Datenauswahl wurde dann der Mittelwert  $\bar{\sigma} = \left( \sum_{i=1}^{N-2} \sigma_i \right) / (N - 2)$  berücksichtigt. Da einzelne Ausreißer keinen Einfluß auf das Ergebnis einer Array-Analyse haben, wurden dabei die beiden Stationen mit minimalem und maximalem  $\sigma$  außer acht gelassen.

Das wesentliche Kriterium bei der Auswahl der Daten war die Stationarität. Aus diesem Grund wurde auf den Parameter  $\bar{\sigma}$  besonderes Augenmerk gelegt. Allerdings ist bei einer nur darauf beruhenden Datenauswahl das Aussortieren starker Erdbeben nicht gewährleistet. Vor allem während des Abklingens der Eigenschwingungen einige Stunden nach sehr starken Erdbeben können über Stunden

hinweg relativ konstante Signalpegel beobachtet werden, die ein Vielfaches des normalen Hintergrundrauschens betragen. Um sicherzustellen, daß solche starken Erdbeben bei der Datenauswahl mit ausgefiltert werden, wurde die Signalenergie an einer ausgewählten Station,  $e_{0,180}$ , als zusätzliches Kriterium herangezogen.

Da sich BFO unter den GRSN-Stationen als diejenige mit dem geringsten Rauschpegel erwiesen hat, ist davon auszugehen, daß die Hintergrundeigenschaften dort mit dem größten Signal-Rausch-Verhältnis detektiert werden können und die dort registrierte Signalenergie der momentanen Energie der Erdeigenschaften am nächsten kommt. Die Signalenergie an anderen Stationen war zum Teil mehr als doppelt so groß, was sich nur durch zusätzliche lokale Rauschquellen erklären läßt. Daher wurde zur Datenauswahl für das GRSN die Signalenergie an der Station BFO anstelle eines Mittelwerts über mehrere Stationen herangezogen. Im BDSN wurde hierfür die Station ORV ausgewählt, im F-net TTO.

Für die beiden Parameter  $e_{0,180}$  und  $\bar{\sigma}$  wurden empirisch Schwellwerte ermittelt. Diese wurden so gewählt, daß nach der Datenauswahl bei visueller Inspektion keine transienten, das permanente Rauschen überragenden Wellenzüge mehr auszumachen waren. Für die Array-Analysen wurden nur diejenigen Zeiträume berücksichtigt, für die beide Schwellwerte gleichzeitig unterschritten waren. Dies war je nach Netzwerk und Zeitraum bei ca. 30 bis 60% der untersuchten Daten der Fall.

Abb. 5.2 zeigt die Datenauswahl für das GRSN am Beispiel eines 20-tägigen Zeitraums im Jahr 2000. Gezeigt sind die Parameter  $e_{0,180}$  und  $\bar{\sigma}$  sowie die Momentenmagnituden aller Erdbeben mit  $M_W \geq 5.0$  [Dziewonski et al., 2000, 2001a]. Auch hier wird deutlich, daß kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Erdbebenmagnitude und der registrierten Signalenergie besteht. Neben der Magnitude spielt vor allem die Herdtiefe eine wichtige Rolle, da Erdbeben mit einer Herdtiefe von mehreren hundert Kilometern viel schwächere Oberflächenwellen zur Folge haben als flache Beben. Zwei tiefe Beben an den Tagen 92 und 108 mit  $M_W = 5.5$  wirkten sich daher nicht störend aus, während andere, wie z.B. am Tag 93, bei gleicher Magnitude zum Aussortieren mehrerer Datenssegmente führten.

Um zu verhindern, daß ein hoher Rauschpegel an einzelnen Stationen das Ergebnis der f-k-Analyse verfälscht, wurden die Daten schließlich unterschiedlich gewichtet. Hierzu wurden die Gewichtungsfaktoren

$$w_i = \sqrt{\frac{e_{0,180}}{e_{i,180}}} \quad (5.15)$$

eingeführt. Aus Gleichung (5.5) wird dann

$$E(\vec{k}) = \frac{1}{N^2\pi} \int_0^\infty \left| \sum_{i=1}^N w_i e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}_i} \tilde{X}_i(\omega) \right|^2 d\omega, \quad (5.16)$$

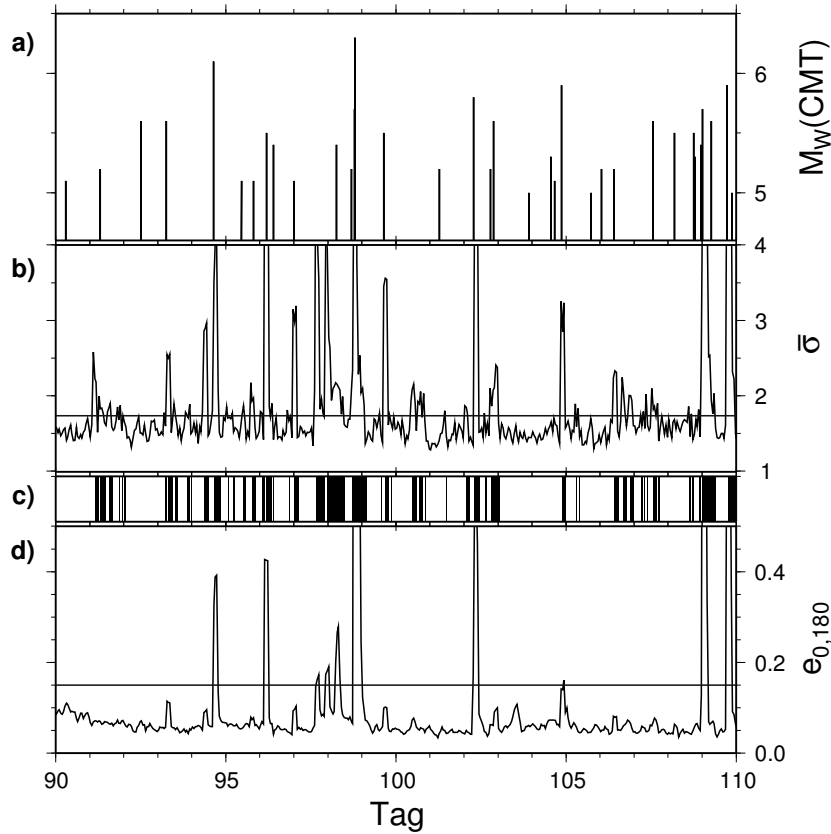


Abb. 5.2: Datenauswahl für das GRSN vom 30.03.-19.04.2000. a) Erdbeben mit Momentenmagnituden, b) Energieverteilung  $\bar{\sigma}$  mit Schwellwert, c) ausgewählte (weiß) und aussortierte (schwarz) Segmente, d) Signalenergie an der Station BFO mit Schwellwert.

und aus (5.10)

$$E(\vartheta_j) = \frac{1}{E_0} \sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{m=m_1}^{m_2} \left| \sum_{i=1}^N w_i e^{-w_i(u_i+m\Delta u)} \vec{k}_0(\vartheta_j) \cdot \vec{r}_i \tilde{X}_{il} \right|^2. \quad (5.17)$$

## 5.4 Array-Untersuchungen mit dem GRSN

In den Kapiteln 3 und 4 wurde bereits gezeigt, daß an einigen Stationen des GRSN die Hintergrundeigenschwingungen kontinuierlich detektiert werden können und das an verschiedenen Stationen gemessene Hintergrundwellenfeld kohärente Anteile besitzt. Beides sind Grundvoraussetzungen für die Bestimmung der Ausbreitungsrichtungen der Hintergrund-Rayleigh-Wellen durch die Anwendung von Arrayverfahren auf die Daten des GRSN. Zunächst soll jedoch gezeigt werden, daß auch die geometrische Anordnung der Stationen für eine Untersuchung

langperiodischer Rayleigh-Wellen geeignet ist.

Abb. 5.3 zeigt die Antwortfunktion für das aus acht GRSN-Stationen und einer GEOFON-Station bestehende Array. Für dieses Array sind alle Nebenmaxima

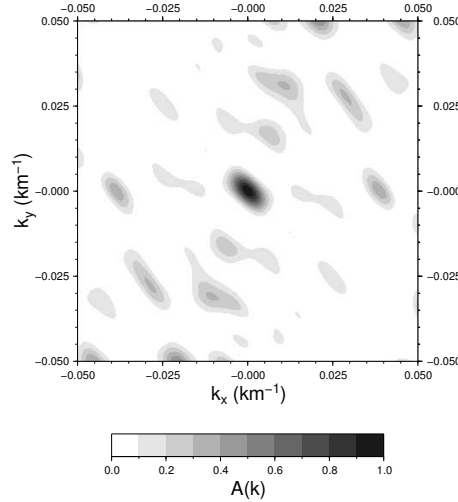


Abb. 5.3: Array-Antwortfunktion des 9-Stationen-Arrays

kleiner als 0.5 und haben somit eher geringen Einfluß. Einen größeren Effekt hat hier das breite Maximum um  $\vec{k} = \vec{0}$ . Dieses hat zur Folge, daß auch für das Ergebnis der f-k-Analyse, die Energieverteilung  $E(\vec{k})$ , breite Maxima bzw. eine geringe Wellenzahlauflösung zu erwarten sind. Grund hierfür ist die Tatsache, daß die betrachteten Wellenlängen (z.B. ist für  $f = 6$  mHz  $\lambda = 730$  km und  $|\vec{k}| = 0.009/\text{km}$ ) im Bereich der Array-Apertur liegen. Für eine Verbesserung der Auflösung wäre eine Ausdehnung des Arrays erforderlich. Wie bereits in Kapitel 3 erwähnt, fanden sich in den Nachbarländern außer WLF keine geeigneten Stationen, eine weitere Erhöhung der Wellenzahlauflösung ist also nicht möglich. Abb. 5.4 zeigt die zwischen 2 und 10 mHz bandpaßgefilterten Vertikalseismogramme eines Erdbebens vor der Küste Costa Ricas am 21.07.2000 um 01:53 UT. Das Beben hatte eine Stärke von  $M_W = 6.4$ , die Herdtiefe lag bei etwa 15 km [Dziewonski et al., 2001b]. Erkennbar sind Rayleigh-Wellen bis zur 6. Ordnung. In den Seismogrammen der Stationen FUR und WLF sind ferner einige Störungen zu beobachten. Diese könnten sich sicherlich auch auf eine f-k-Analyse oder die Berechnung der Kophase auswirken, jedoch ist im Hinblick auf die Hintergrund-Rayleigh-Wellen das Vorhandensein von Störsignalen, die gleich groß oder sogar größer sind als das Nutzsignal, wohl eher die Regel. Für eine Abschätzung der Anwendbarkeit und der Empfindlichkeit der Methoden ist dieser Datensatz also dennoch geeignet.

In Abb. 5.5 ist das Ergebnis der f-k-Analyse im Frequenzbereich 5-8 mHz für ein dreistündiges Zeitfenster, zentriert auf die Ankunft der Rayleigh-Welle R1, zu sehen. Wellen in diesem Frequenzband, also mit Wellenlängen zwischen 500 und 900 km, lassen sich mit diesem Stationsnetz am besten untersuchen. Für tiefere



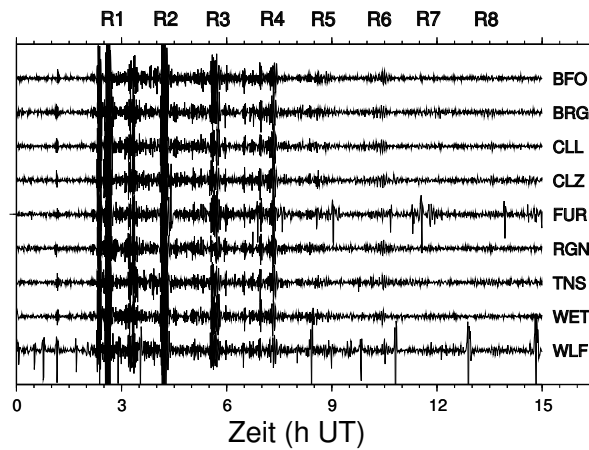


Abb. 5.4: Vertikalseismogramme für ein Erdbeben der Magnitude 6.4 am 21.07.2000 vor Costa Rica, bandpaßgefiltert zwischen 2 und 10 mHz. Angedeutet sind die Ankunftszeiten der Rayleigh-Wellen R1 bis R8.

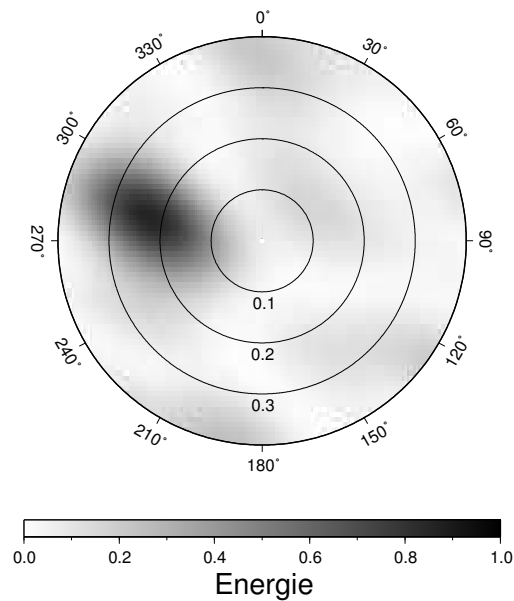


Abb. 5.5: f-k-Diagramm für die Rayleigh-Welle R<sub>1</sub> des Erdbebens vom 21.07.2000. In radialer Richtung ist die Langsamkeit  $u$  in s/km aufgetragen.

Frequenzen bzw. größere Wellenlängen reicht die Apertur nicht aus, bei höheren Frequenzen bzw. kleineren Wellenlängen tritt zunehmend das Problem des räumlichen *Aliasing* auf, einer Mehrdeutigkeit der Resultate aufgrund der geringen Stationsdichte. Daher wurden sämtliche Array-Analysen in diesem Frequenzband durchgeführt.

Das Energiemaximum in Abb. 5.5 befindet sich beim Rückazimut  $\vartheta = 284^\circ$  und der Langsamkeit  $u = 0.24 \text{ s/km}$ , was einer scheinbaren Geschwindigkeit von  $4.17 \text{ km/s}$  entspricht. Die ermittelte Wellengeschwindigkeit stimmt bis auf wenige Prozent mit den Literaturwerten für Rayleigh-Wellen überein, das Rückazimut weicht ebenfalls nur geringfügig vom zu erwartenden Wert von  $282.5^\circ$  ab. Allerdings führt, wie bereits erwähnt, die begrenzte Apertur des Arrays zu einer starken Verbreiterung der Energiemaxima. So hat das Maximum in Abb. 5.5 Halbwertsbreiten von  $\Delta u = 0.24 \text{ s/km}$  und  $\Delta \vartheta = 46^\circ$ .

Abb. 5.6 zeigt die Energie  $E(\vartheta)$  (durchgezogene Linie) nach Gleichung (5.10) sowie die Kophase  $C(\vartheta)$  (gestrichelt) gemäß Gleichung (5.14) im Frequenzband 5-8 mHz für jeweils dreistündige Zeitfenster, zentriert auf die Ankunft der Rayleigh-Wellen R1-R8. Die erwarteten Werte für das Rückazimut ( $282.5^\circ$  für R1, R3, R5 und R7 bzw.  $102.5^\circ$  für R2, R4, R6 und R8) sind durch senkrechte Linien angedeutet. Für die Wellenzüge R1-R6, die auch in den Seismogrammen identifiziert

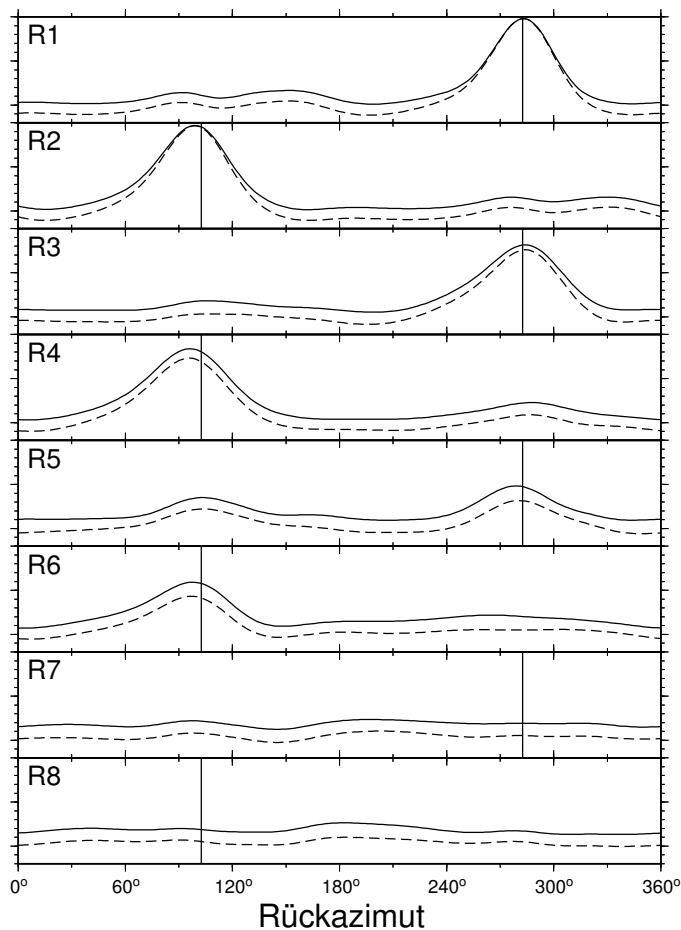


Abb. 5.6: Ergebnis der f-k-Analyse und Kophase für die Rayleigh-Wellen in Abb. 5.4

werden können, gelingen die Detektion und die Bestimmung der Ausbreitungsrichtung. Die maximale Abweichung vom erwarteten Rückazimut, beobachtet für R4, beträgt  $7^\circ$ . Eine mögliche Ursache für diese Unterschiede ist die vereinfachende Annahme ebener Wellenfronten. Zudem ereigneten sich an diesem Tag um 05:16, 05:46 und 06:13 drei weitere Erdbeben mit Momentenmagnituden zwischen 5.5 und 5.8 in Japan, Costa Rica und Mexiko, die die Peilungen beeinträchtigen können.

Die vergleichsweise große Halbwertsbreite der Maxima von mehr als  $40^\circ$  kommt dadurch zustande, daß die Array-Apertur nicht größer ist als die betrachteten Wellenlängen. In Anbetracht dieser Unschärfe und der möglichen Störeffekte sind die Unterschiede zwischen den berechneten und beobachteten Rückazimuten akzeptabel und stehen einer Verwendung der Daten des GRSN zur Untersuchung der Hintergrundeigenschaften nicht entgegen.

Die Ergebnisse der f-k-Analyse und die Kophase liefern in allen Fällen Maxima bei denselben Ausbreitungsrichtungen. Es ist überall  $E(\vartheta) > C(\vartheta)$ . Bei hohem Signal-Rausch-Verhältnis sind die normierte Energie und die Kophase im Bereich des Maximums nahezu gleich, bei geringem Signal-Rausch-Verhältnis unterscheiden sich Kophase und f-k-Energie nur durch einen vom Rückazimut unabhängigen Versatz.

Die Ergebnisse für andere Ereignisse zeigen dasselbe Verhalten wie die hier vorgestellten. Das hier untersuchte Erdbeben wurde in erster Linie aufgrund seiner Epizentraldistanz von etwa 10000 km ausgewählt. Dadurch durchliefen die verschiedenen Rayleigh-Wellenzüge das GRSN im regelmäßigen Abstand von etwa eineinhalb Stunden und ließen sich so getrennt voneinander analysieren.

In Abb. 5.7 sind nun die Ergebnisse der f-k-Analyse für die Hintergrund-Rayleigh-Wellen zwischen 5 und 8 mHz für das Jahr 1997 dargestellt, jeweils gemittelt über einen Monat. Die Unschärfe bei der Bestimmung der Langsamkeit entspricht der in Abb. 5.5, ist also durch die Array-Geometrie und nicht durch das geringe Signal-Rausch-Verhältnis bedingt. Die Maxima liegen bei unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen, aber übereinstimmend bei Langsamkeits-Werten um  $0.2 \text{ s/km}$ . Dies entspricht in etwa den Erwartungen für Rayleigh-Wellen. Also sind die Resultate der f-k-Analyse in Abwesenheit größerer Erdbeben durch die Hintergrund-Rayleigh-Wellen bestimmt.

Zur Ermittlung der dominanten Ausbreitungsrichtungen der Hintergrund-Rayleigh-Wellen wurde das Verfahren nach Gleichung (5.17) angewandt. Abb. 5.8 zeigt das Ergebnis, wiederum für den Frequenzbereich von 5 bis 8 mHz, für die Jahre 1996-2003. Die Winkelachse wurde über  $360^\circ$  hinweg verlängert, die Energien zwischen  $360^\circ$  und  $450^\circ$  entsprechen denen für Rückazimute von  $0$  bis  $90^\circ$ . Zur Glättung wurde über jeweils 10 Tage gemittelt. Um die schwache, aber signifikante Abhängigkeit der Energie von der Ausbreitungsrichtung hervorzuheben,

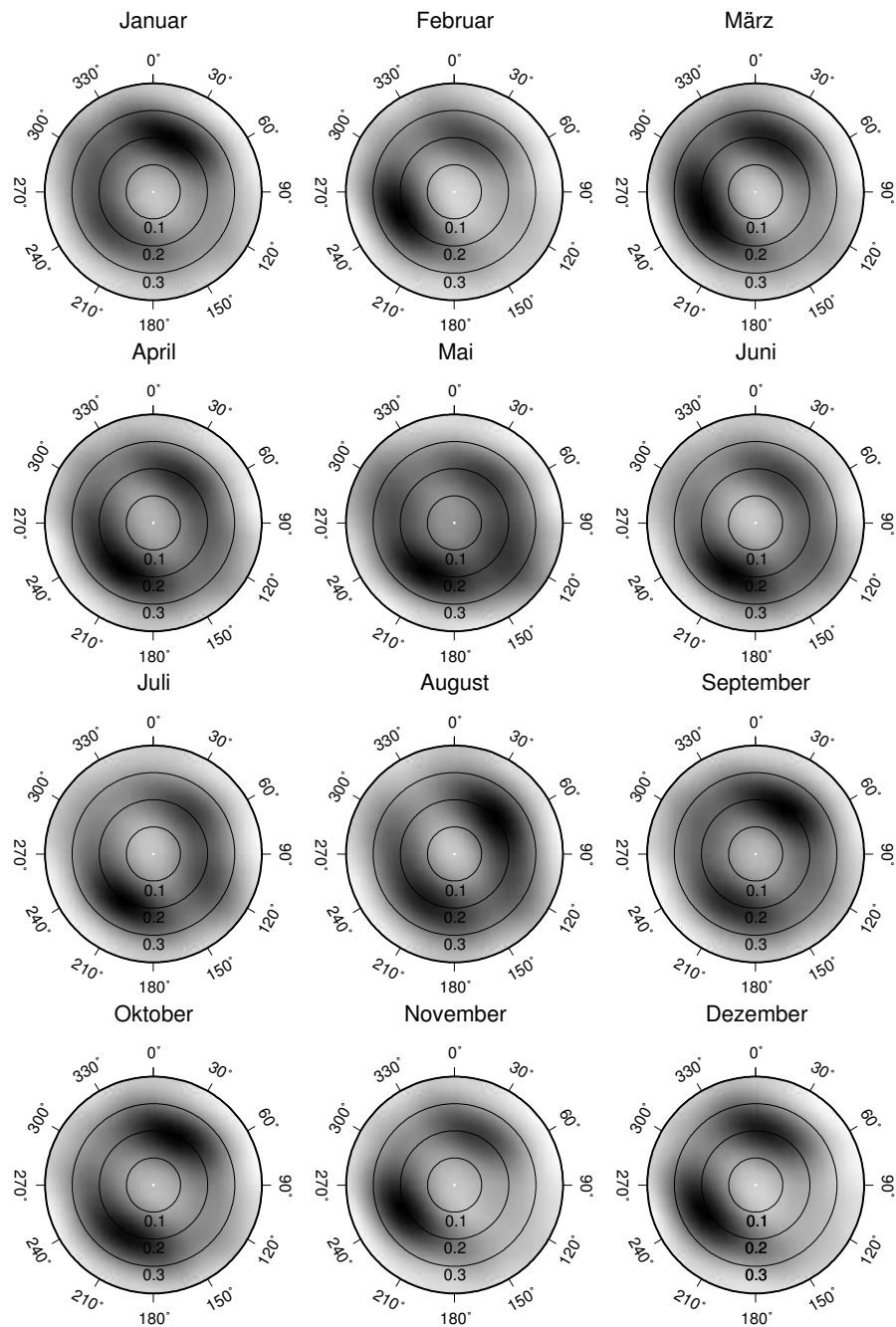


Abb. 5.7: Ergebnis der f-k-Analyse für die Hintergrundeingenschwingungen im Jahr 1997, jeweils gemittelt über einen Monat.

wurden die 10-Tages-Mittelwerte ferner auf Werte zwischen 0 und 1 normiert:

$$E' = \frac{E - E_{min}}{E_{max} - E_{min}}. \quad (5.18)$$

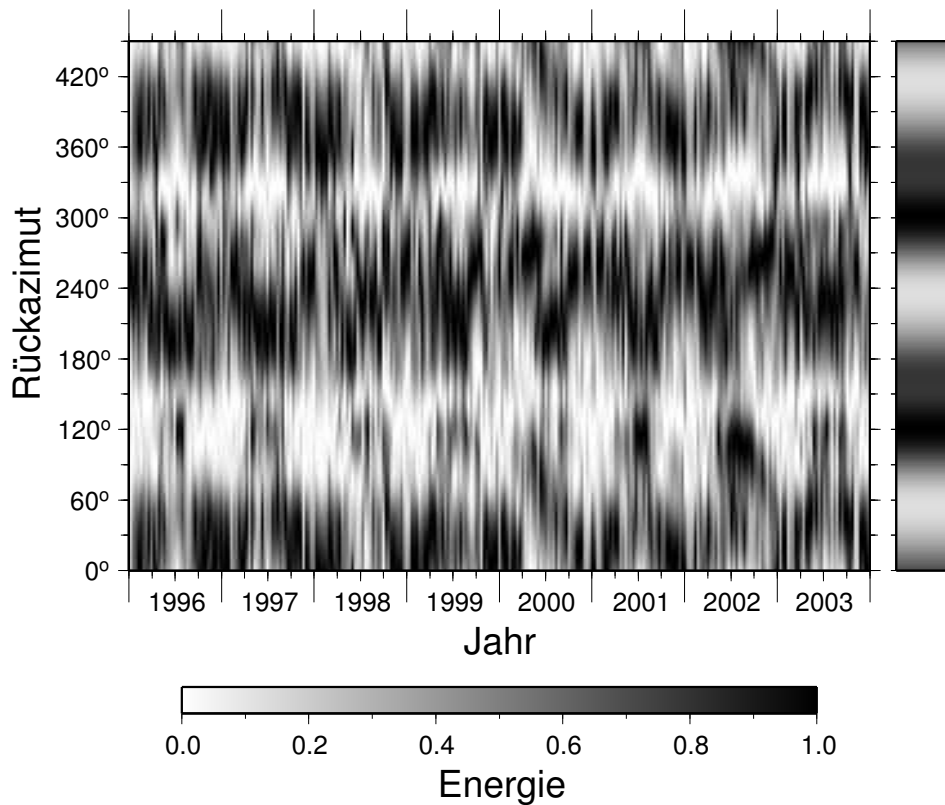


Abb. 5.8: f-k-Energie in Abhängigkeit von Zeit und Rückazimut, bestimmt mit den GRSN-Daten im Frequenzband 5-8 mHz. Rechts: Entsprechende Darstellung der Array-Antwortfunktion

Am rechten Bildrand ist die entsprechende Array-Antwortfunktion dargestellt. Der Vergleich mit den Resultaten für die Hintergrund-Rayleigh-Wellen im linken Teilbild zeigt, daß diese zu keiner Zeit ein isotropes Wellenfeld erzeugen. Stattdessen gibt es stets eine oder mehrere Vorzugsrichtungen, aus denen stärkere Wellen das GRSN durchlaufen als aus anderen. Diese Vorzugsrichtungen lassen deutliche jahreszeitliche Schwankungen erkennen. Während der Wintermonate sind Maxima der Energie bei Rückazimuten um  $30^\circ$  und  $250^\circ$  zu beobachten, im Sommer treten Maxima bei etwa  $120^\circ$  und  $210^\circ$  auf. Diese zeitlichen Variationen der vorherrschenden Ausbreitungsrichtungen sind nur durch sich periodisch ändernde Quellregionen zu erklären und sind ein starkes Indiz dafür, daß die jeweilige Stärke der Anregung im Zusammenhang mit dem Wechsel der Jahreszeiten in diesen Regionen steht. Auf die saisonale Abhängigkeit der Ausbreitungsrichtung der Hintergrund-Rayleigh-Wellen wurde auch an anderer Stelle bereits hingewiesen [Rhie und Romanowicz, 2004; Nishida und Fukao, 2007], deren Regelmäßigkeit und Langzeitstabilität wurde jedoch bisher nicht explizit gezeigt. Die Regelmäßigkeit der Veränderungen deutet auf räumlich ausgedehnte Quellgebiete hin, da sich bei einer eng begrenzten Anregung der Hintergrundeigenschwingungen die

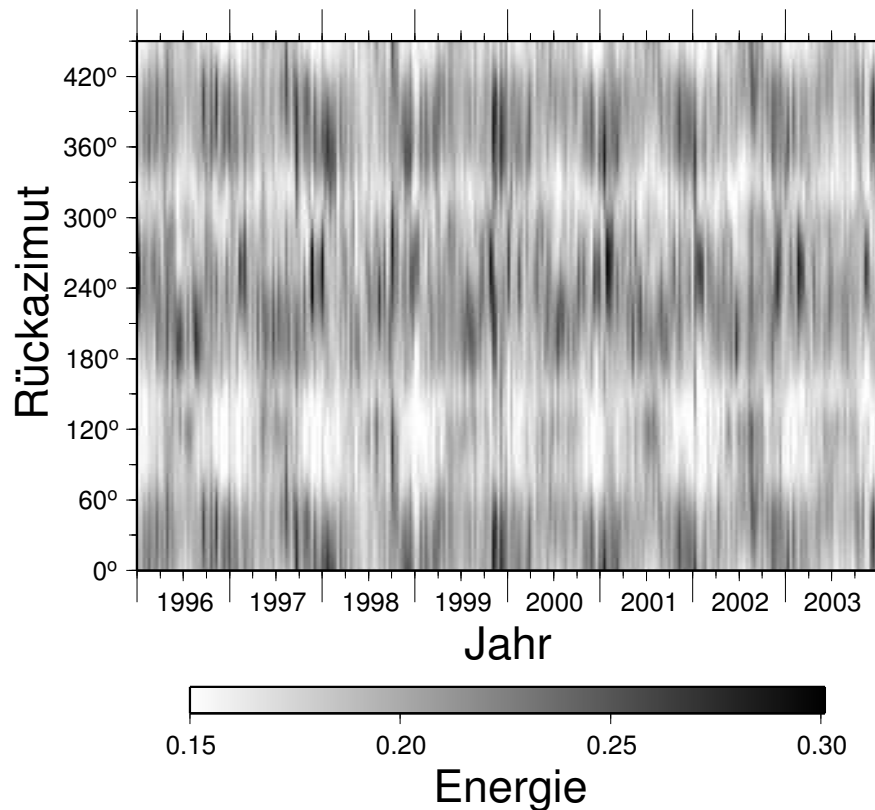


Abb. 5.9: Wie Abb. 5.8, jedoch ohne die Normierung nach Gleichung (5.18).

im kleinen Maßstab geringere Periodizität der Witterungsbedingungen bemerkbar machen würde.

Abb. 5.9 zeigt die Resultate aus Abb. 5.8, nun ohne die Normierung aus Gleichung (5.18). Es sind dieselben jahreszeitlichen Variationen zu sehen, jedoch wird hier deutlich, daß die Wellen aus unterschiedlichen Quellregionen unterschiedlich stark sind. Während die Energien um  $30^\circ$ ,  $120^\circ$  und  $210^\circ$  einen gleichmäßigen, eher sinusförmigen Verlauf zeigen, sind um  $250^\circ$  zeitlich eng begrenzte Ereignisse mit hohen Energien zu beobachten, die allesamt in den Herbst- und Wintermonaten auftreten. Auf diese Ereignisse wird in Abschnitt 5.8 eingegangen. Abb. 5.10 zeigt die Verteilung der Kophase in Abhängigkeit der Zeit und des Rückazimuts, entsprechend den Abbildungen 5.8 und 5.9 für die f-k-Analyse. Das Resultat ist nahezu identisch mit dem in Abb. 5.9, es sind dieselben vorherrschenden Ausbreitungsrichtungen zu erkennen. Wie in Abb. 5.6 liefert die Berechnung der Kophase also auch hier dieselben Resultate wie die f-k-Analyse. Dies stellt sowohl die Eigenschaft der Methoden als auch die Verlässlichkeit der Ergebnisse unter Beweis. In den folgenden Analysen der Hintergrund-Rayleigh-Wellen wird auf die Berechnung der Kophase verzichtet.

Da es mit nur einem Array nicht möglich ist, die Distanz zwischen dessen Zen-

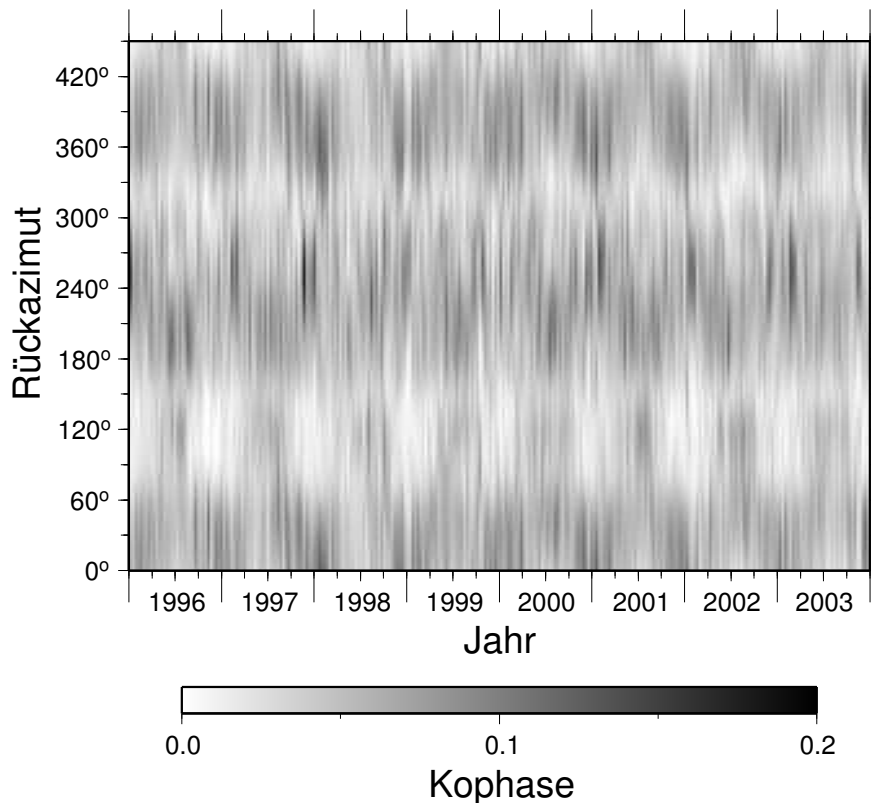


Abb. 5.10: Kophase in Abhängigkeit von Zeit und Rückazimut, bestimmt im Frequenzband 5-8 mHz.

trum und der Quelle der Hintergrund-Rayleigh-Wellen zu bestimmen, läßt sich aus den beobachteten Rückazimuten nur bedingt auf die möglichen Quellregionen schließen. Auch eine Unterscheidung zwischen ozeanischer und kontinentaler Anregung ist nicht möglich. Um die möglichen Quellregionen der Hintergrund-eigenschwingungen weiter einzugrenzen, wurden daher zusätzlich die Daten des *Berkeley Digital Seismic Network* (BDSN) und des *Full Range Seismograph Network of Japan* (F-net) auf dieselbe Weise untersucht.

## 5.5 Das Berkeley Digital Seismic Network (BDSN)

Zur Unterstützung der bisher mit den Daten des GRSN erzielten Ergebnisse wurden auch die Daten des *Berkeley Digital Seismic Network* (BDSN) untersucht. Eine Übersicht der für die Untersuchung der Hintergrund-eigenschwingungen geeigneten Stationen findet sich in Abb. 3.11 und Tab. 3.3, die Datenqualität veranschaulichen die Spektrogramme in Anhang A.2. Die Konfiguration des aus diesen

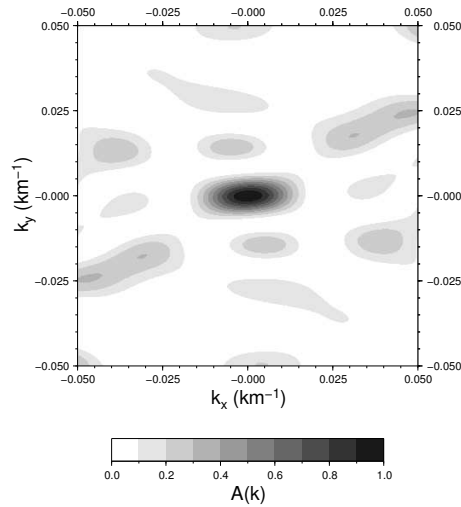


Abb. 5.11: Array-Antwortfunktion des BDSN

Stationen gebildeten Netzwerks ist weniger günstig als die des GRSN. Aufgrund der geringen Ost-West-Ausdehnung von nur wenig mehr als 300 km ist die Bestimmung der Ost-West-Komponente  $k_x$  des Wellenzahlvektors durch *Beamforming* oder eine f-k-Analyse einer großen Unschärfe unterworfen. Dies wird auch aus der Array-Antwortfunktion (Abb. 5.11) deutlich. Das Hauptmaximum um  $\vec{k} = \vec{0}$  ist in x-Richtung doppelt so breit wie in y-Richtung. Nebenmaxima spielen, wie auch beim GRSN, nur eine untergeordnete Rolle.

Wie für das GRSN wurden zur Überprüfung der Eignung der ausgewählten Sta-

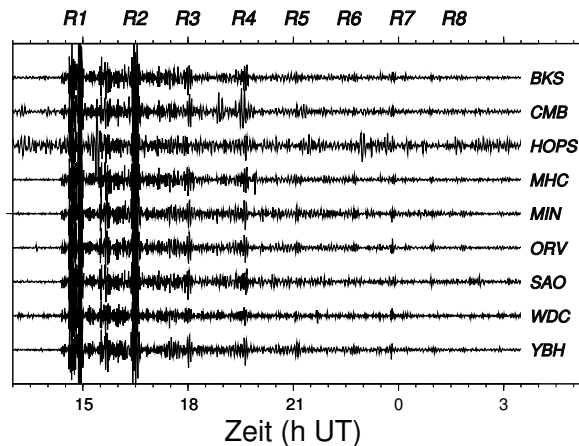


Abb. 5.12: Vertikale Seismogramme, bandpaßgefiltert zwischen 2 und 10 mHz, für ein Erdbeben der Magnitude 6.7 am 21.05.1997 in Vanuatu mit den Ankunftszeiten der Rayleigh-Wellen R1 bis R8.



tionen als Array zuerst die Seismogramme einiger Erdbeben analysiert, von denen eines hier vorgestellt werden soll. Abb. 5.12 zeigt die an neun BDSN-Stationen registrierten, zwischen 2 und 10 mHz bandpaßgefilterten Vertikalseismogramme für ein Erdbeben vom 21.05.1997 in Vanuatu. Das Hypozentrum befand sich ca. 64 km unter der Erdoberfläche, die Magnitude betrug  $M_W = 6.7$  [Dziewonski et al., 1999]. Mit Ausnahme der Station HOPS sind an allen Stationen die Rayleigh-Wellen R1 bis R5 zu erkennen. Spätere gleichzeitige Einsätze wie etwa gegen 23:50 UT sind nicht zweifelsfrei diesem Erdbeben zuzuordnen, da sich auch hier noch einige weitere Beben mit Magnituden zwischen 5 und 6 ereigneten.

Abb. 5.13 zeigt die Ergebnisse der f-k-Analyse nach Gleichung (5.10) und die Kophase gemäß Gleichung (5.14). Wie schon für das GRSN liefern beide Verfahren Maxima bei denselben Rückazimuten (vgl. Abb. 5.6). Die theoretisch zu erwar-

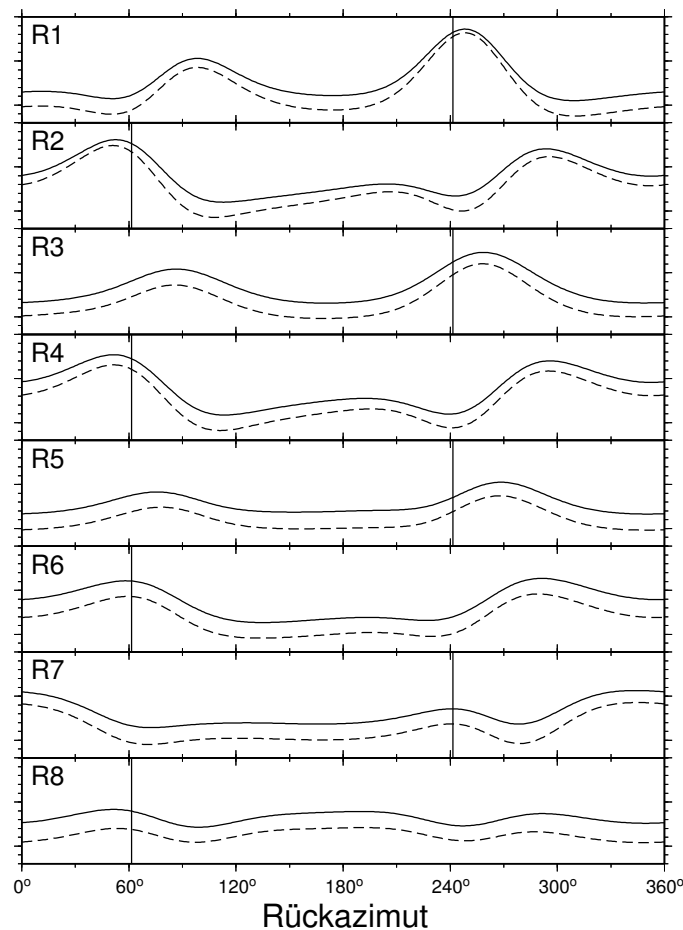


Abb. 5.13: Ergebnis der f-k-Analyse und Kophase für die Seismogramme in Abb. 5.12

tenden Rückazimute sind durch senkrechte Linien angedeutet. In allen Fällen weichen die Maxima von Energie und Kophase erkennbar vom erwarteten Rückazimut ab, für R5 beträgt diese Abweichung  $30^\circ$ . Ferner gibt es in allen Fällen

	1996	1997	1998	1999	2000	2001	2002	2003
BKS	•	•	•	•	•	•	•	•
CMB	•	•		•	•	•	•	•
HOPS							•	•
HUMO								•
JCC						•	•	•
MHC	•	•	•	•	•	•	•	•
MIN	•	•	•					
MOD				•	•	•	•	
ORV	•	•	•	•	•	•	•	•
SAO	•	•	•	•				
WDC	•	•	•	•	•	•	•	
YBH		•	•	•	•	•	•	•

Tab. 5.1: Für die f-k-Analyse verwendete Stationen des BDSN

störende Nebenmaxima infolge der ungünstigen Array-Geometrie. Der Blick auf die Übersichtskarte in Abb. 3.11 zeigt, daß nahezu alle Stationen auf den fast parallelen Verbindungslinien zwischen JCC und SAO sowie HUMO und CMB liegen. Aus diesem Grund sind die Resultate in Abb. 5.13 annähernd achsensymmetrisch zum Rückazimut  $175^\circ$ . Hier wären weitere Stationen weiter westlich oder östlich hilfreich, jedoch sind dort keine geeigneten vorhanden.

Ein weiteres Problem bei der Array-Analyse der Hintergrund-Rayleigh-Wellen mit den BDSN-Stationen ist die zeitliche Variabilität des Rauschpegels und der Stationskonfiguration. Eine Langzeitstudie mit konstanter Array-Konfiguration, wie zuvor für das GRSN vorgestellt, ist mit den Stationen des BDSN nicht möglich. An einem Großteil der Stationen konnten die Hintergrundeigenschaften nicht während des gesamten untersuchten Zeitraums von 1996 bis 2003 detektiert werden. Darüberhinaus kamen im Laufe der Zeit neue Stationen hinzu, während andere ihren Betrieb einstellten. Aus diesem Grund wurde die optimale Zusammensetzung des Netzwerks für jedes Jahr getrennt ermittelt und den Gegebenheiten angepaßt. Eine Übersicht der jeweils verwendeten Stationen zeigt Tab. 5.1.

In Abb. 5.14 ist die mit den BDSN-Stationen nach Gleichung (5.17) ermittelte Energieverteilung der Hintergrundeigenschaften dargestellt, entsprechend Abb. 5.8 für das GRSN. Inklusiv der Auswahl der Daten (s. Abschnitt 5.3) wurden dieselben Methoden verwendet wie zur Untersuchung der GRSN-Daten. Trotz der erwähnten Schwierigkeiten lassen sich auch hier saisonale Variationen und eine jährliche Periodizität erkennen, am deutlichsten bei Rückazimuten um  $300^\circ$ . Die Abweichungen von dieser Periodizität sind den Änderungen der Netzwerkkonfiguration sowie den Veränderungen der Datenqualität einzelner Stationen geschuldet. Während der Wintermonate sind Maxima zwischen  $300^\circ$  und  $60^\circ$  (bzw.

420°) zu beobachten, im Sommer zwischen ca. 100 und 250°. Bei Rückazimuten um 220° werden ganzjährig Rayleigh-Wellen beobachtet. Auffällig ist, daß sich ausgerechnet in dieser Richtung keine Landmassen befinden. Die Beschränkung der Rückazimute der stärksten Wellen auf das Intervall 210-250° könnte darauf hinweisen, daß diese seismischen Wellen durch Ozeanwellen generiert werden, die aus dem Indischen Ozean kommend bei Neuseeland in den Pazifik übergehen und schließlich die Küste Kaliforniens erreichen. Die Existenz solcher Ozeanwellen, die aufgrund ihres langen Laufweges besonders hohe niederfrequente Anteile enthalten, wurde bereits von Munk et al. [1963] nachgewiesen.

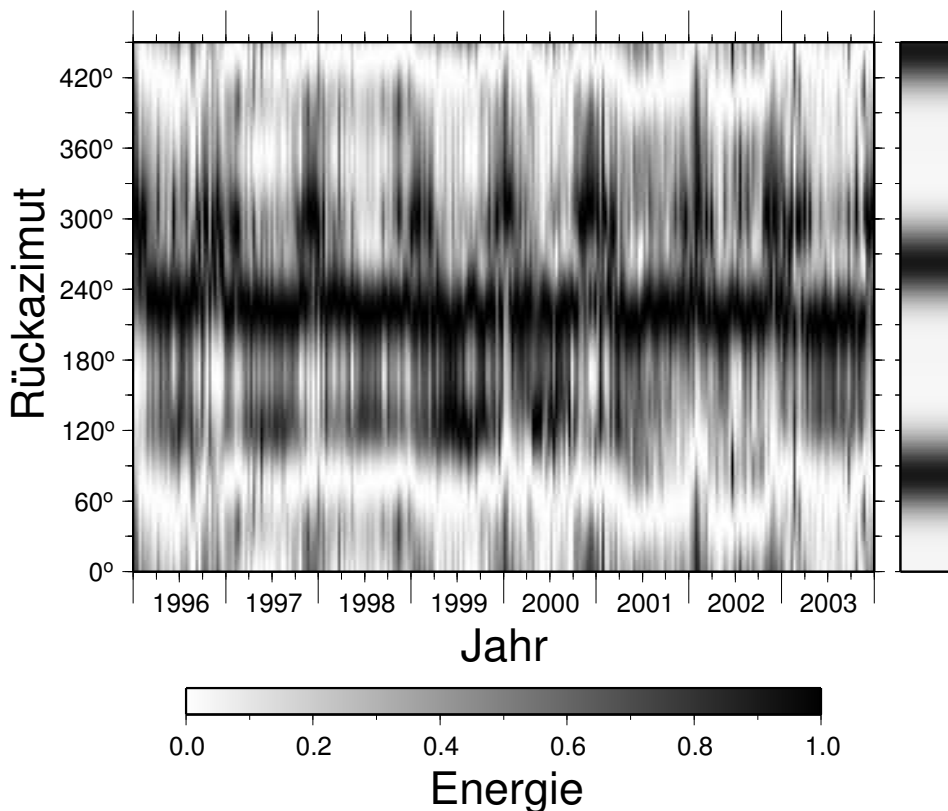


Abb. 5.14: f-k-Energie für das BDSN in Abhängigkeit von Zeit und Rückazimut, bestimmt im Frequenzband 5-8 mHz. Rechts: Array-Antwortfunktion

## 5.6 Das Full Range Seismograph Network of Japan (F-net)

Das dritte regionale Netzwerk, das sich zur Untersuchung der Hintergrundeigenschaften eignet, ist das *Full Range Seismograph Network of Japan*, kurz

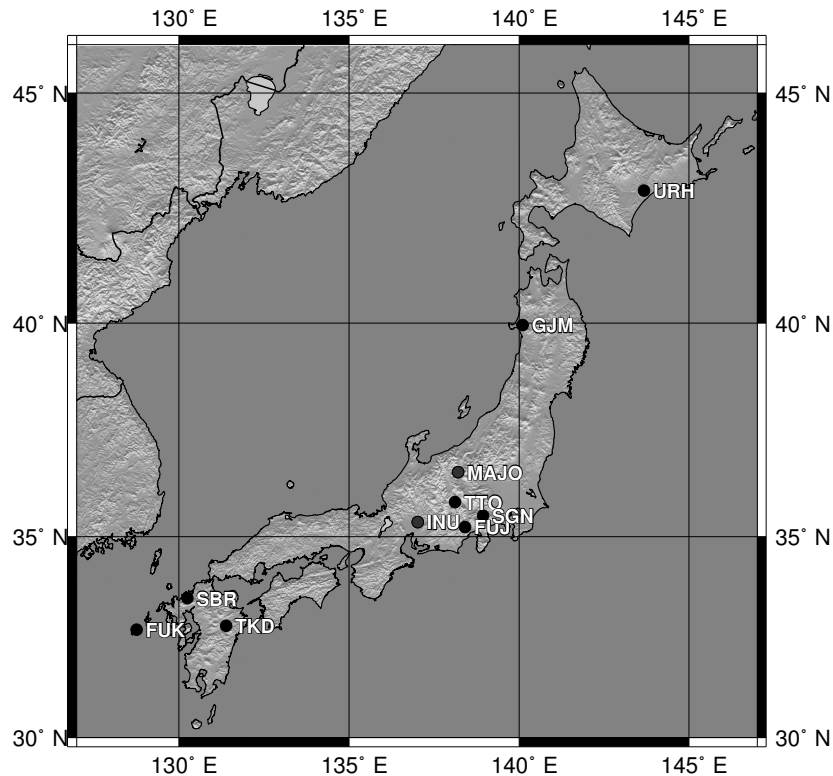


Abb. 5.15: Übersichtskarte des verwendeten Netzwerks japanischer Stationen

F-net. Die zehn japanischen Stationen – acht F-net-Stationen sowie je eine IRIS/USGS- und eine GEOSCOPE-Station – an denen sich die Hintergrund-eigenschwingungen permanent beobachten lassen, wurden in Abschnitt 3.4.5 vorgestellt. Eine Übersichtskarte zeigt Abb. 5.15, die Langzeitspektrogramme dieser Stationen finden sich in Anhang A.3.

Der Einfachheit halber soll dieses Netzwerk nachfolgend als F-net bezeichnet werden. Die Array-Antwortfunktion für dieses Netzwerk ist in Abb. 5.16 zu sehen. Aufgrund der ungleichmäßigen Stationsverteilung und der besonderen Form Japans weist dieses Netzwerk ebenfalls eine weniger günstige Antwortfunktion auf als das GRSN. Hier gibt es deutlich größere Nebenmaxima als beim GRSN und beim BDSN. Da die maximale Distanz zwischen zwei Stationen mit ca. 1700 km jedoch größer ist als bei den beiden anderen Netzwerken, kann hier je nach Ausbreitungsrichtung zum Teil eine höhere Wellenzahlauflösung erzielt werden.

Auch hier soll zuerst anhand eines Erdbebens die Eignung des Netzwerks als Array für langperiodische Rayleigh-Wellen gezeigt werden. Abb. 5.17 zeigt zwischen 2 und 10 mHz bandpaßgefilterte Seismogramme von neun Stationen für ein Erdbeben, das sich am 21.05.2003 in Algerien ereignete. Die Magnitude betrug  $M_W = 6.8$ , das Hypozentrum lag in einer Tiefe von etwa 15 km [Ekström et al., 2005]. Die Wellenzüge R1 bis R7 lassen sich leicht ausmachen – abgesehen von

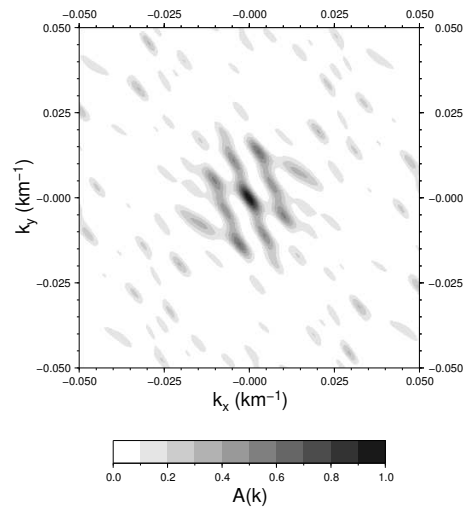


Abb. 5.16: Array-Antwortfunktion für das F-net

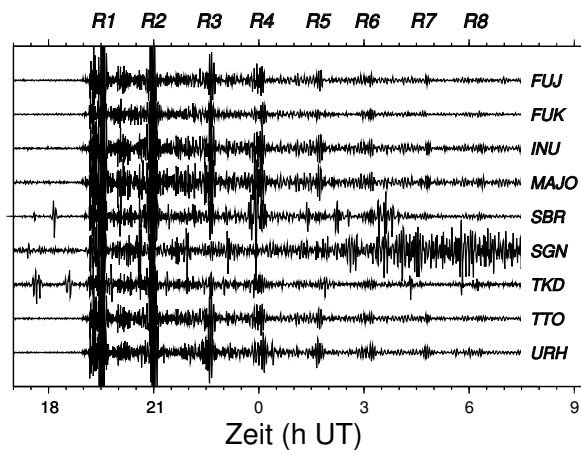


Abb. 5.17: Vertikalseismogramme für ein Erdbeben der Magnitude 6.8 am 21.05.2003 in Algerien mit den Ankunftszeiten der Rayleigh-Wellen R1 bis R8

der Station SGN. Dieses Seismogramm ist durch lokales Rauschen dominiert. In Abb. 5.18 sind die Ergebnisse der f-k-Analyse und die Kophase dargestellt. Alle in Abb. 5.17 erkennbaren Wellenzüge führen zu Maxima der Energie bzw. der Kophase bei den erwarteten Rückazimuten, in allen Fällen liegen die Abweichungen unter  $10^\circ$ . Prinzipiell eignet sich also auch dieses Netzwerk zur Bestimmung der Ausbreitungsrichtung langperiodischer Rayleigh-Wellen.

Für dieses Netzwerk standen kontinuierliche Daten für die Jahre 1999-2003 zur Verfügung. Die azimutale Verteilung der hier beobachteten Hintergrund-Rayleigh-Wellen für diesen Zeitraum gemäß Gleichung (5.17) zeigt Abb. 5.19. In der rechts gezeigten Antwortfunktion, also dem Resultat für ein isotropes Wellen-

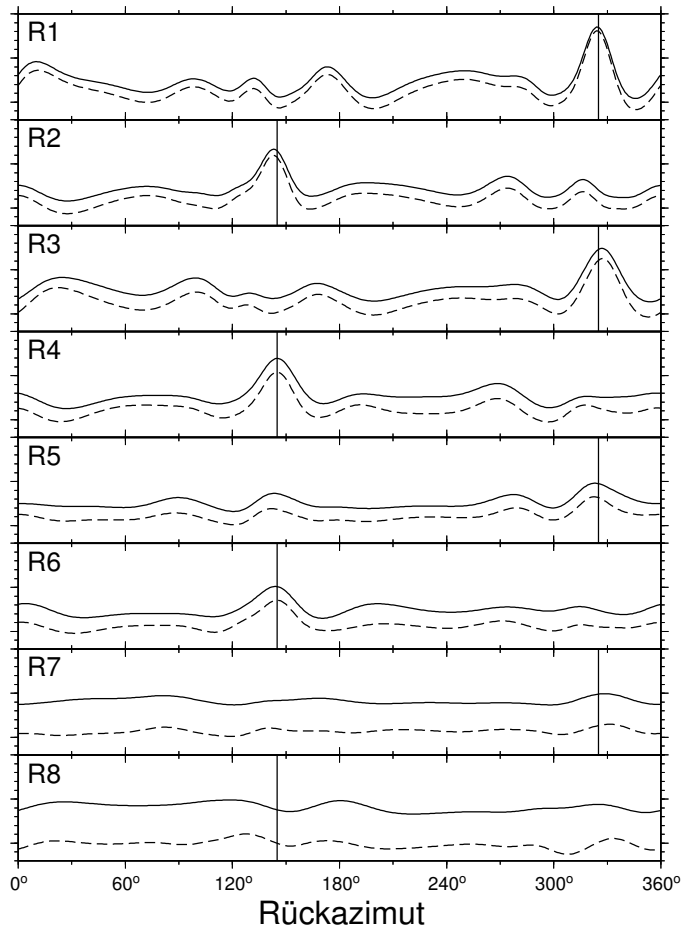


Abb. 5.18: Ergebnis der f-k-Analyse und Kophase für die Seismogramme in Abb. 5.17

feld, sind anders als bei den beiden anderen Netzwerken je vier deutliche Maxima und Minima zu erkennen, die auch die Bestimmung der Ausbreitungsrichtung der Hintergrund-Rayleigh-Wellen beeinträchtigen. So sind bei Rückazimuten zwischen  $100$  und  $200^\circ$  sowie zwischen  $280$  und  $380^\circ$  nur bedingt Rückschlüsse auf das Hintergrund-Wellenfeld möglich. Wie bei den beiden anderen Netzwerken fallen jedoch auch hier deutliche jahreszeitliche Schwankungen auf. Die Regelmäßigkeit dieser Variationen, die in den Ergebnissen für alle drei Netzwerke erkennbar ist, beweist eine regelmäßige Verlagerung der Quellregionen.

Anders als bei seismischen Raumwellen ist es für Oberflächenwellen nicht möglich, mit nur einem Array neben dem Rückazimut auch die Distanz zwischen dem Zentrum des Arrays und der Quelle zu bestimmen. So konnten mit den separat durchgeführten Untersuchungen der Daten des GRSN, des BDSN und des F-net zwar die Ausbreitungsrichtungen der Hintergrundeigenschaften und deren saisonales Verhalten bestimmt werden, konkrete Rückschlüsse auf den Ort der Anregung sind jedoch ohne Kenntnis der Entfernung kaum möglich. Daher

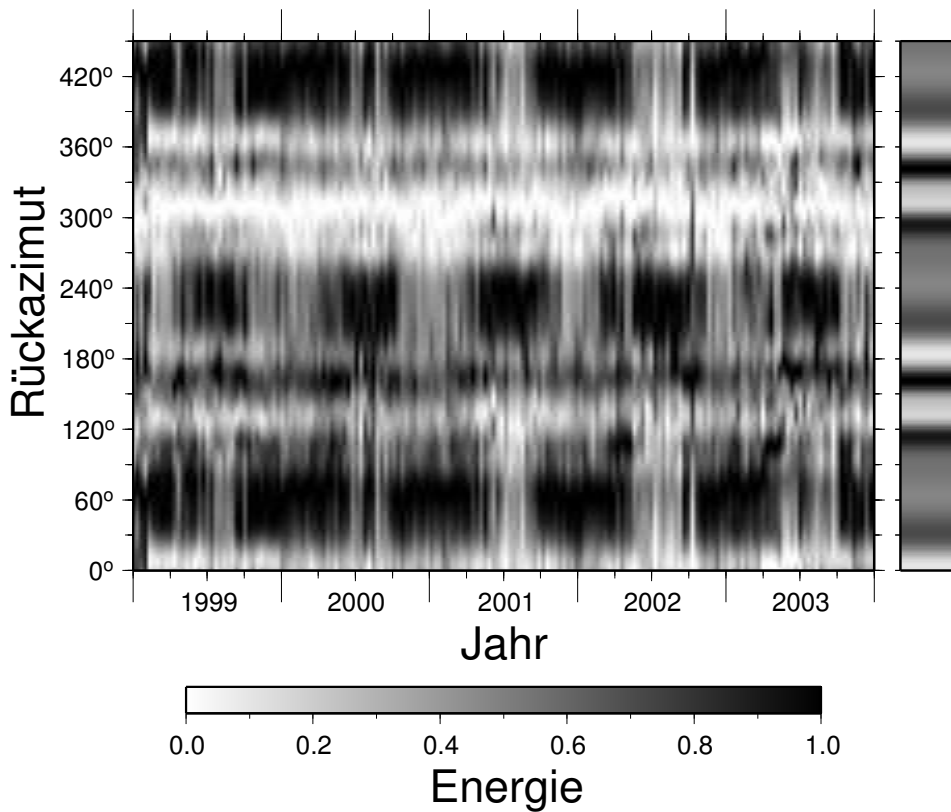


Abb. 5.19: f-k-Energie für das F-net in Abhängigkeit von Zeit und Rückazimut, bestimmt im Frequenzband 5-8 mHz. Rechts: Array-Antwortfunktion

werden im folgenden Abschnitt die mit den drei Arrays gewonnenen Resultate verknüpft, um mittels einer Kreuzpeilung die Orte der Anregung der Hintergrunderschwingungen weiter einzugrenzen.

## 5.7 Lokalisierung der Quellen durch Kreuzpeilung

Zur näheren Bestimmung der Quellregionen der Hintergrund-Rayleigh-Wellen wurden mit den Stationen des GRSN, des BDSN und des F-net Kreuzpeilungen durchgeführt. Dazu wurde zuerst separat für die drei Netzwerke die Energie der Summenspur für alle möglichen Ursprungsorte  $(\theta, \phi)$  berechnet:

$$E(\theta, \phi) = \frac{1}{N^2\pi} \int_0^\infty \left| \sum_{i=1}^N \tilde{X}_i(\omega) e^{-i\omega u(\omega) d_i(\theta, \phi)} \right|^2 d\omega. \quad (5.19)$$

Dabei ist  $d_i(\theta, \phi)$  die Entfernung zwischen dem Punkt  $(\theta, \phi)$  und der jeweiligen Station. Für die praktische Durchführung wurde wieder das Integral über  $\omega$  durch eine diskrete Summe ersetzt, die Koordinaten  $\theta$  und  $\phi$  wurden diskretisiert, und es wurden die Gewichtungsfaktoren  $w_i$  nach Gleichung (5.15) verwendet:

$$E(\theta_j, \phi_k) = \frac{1}{N^2 \pi} \sum_{l=l_1}^{l_2} \sum_{m=m_1}^{m_2} \left| \sum_{i=1}^N w_i \tilde{X}_{il} e^{-i\omega_l(u_l + m\Delta u) d_i(\theta_j, \phi_k)} \right|^2. \quad (5.20)$$

Schließlich wurden die Werte nach Gleichung (5.18) normiert. Die so erhaltenen globalen Energieverteilungen  $E'(\theta, \phi)$  für die drei Netzwerke wurden durch Multiplikation miteinander verknüpft:

$$E'_{ges}(\theta_j, \phi_k) = E'_{GRSN}(\theta_j, \phi_k) \cdot E'_{BDSN}(\theta_j, \phi_k) \cdot E'_{Fnet}(\theta_j, \phi_k). \quad (5.21)$$

$E'_{ges}$  kann also nur dann hohe Werte (nahe 1) annehmen, wenn mit allen Netzwerken Hintergrund-Rayleigh-Wellen aus der betreffenden Richtung registriert werden. Wellen, die nur in einem oder zwei Netzwerken nachweisbar sind, führen insgesamt auch bei großer Amplitude zu keiner Detektion. Die Abbildungen 5.20 und 5.21 zeigen das Resultat einer solchen Kreuzpeilung für die Jahre 2000 und 2001, nach der Vorauswahl der Daten (s. Abschnitt 5.3) wurde jeweils über einen gesamten Monat gemittelt. Wie zuvor wurde das Frequenzintervall zwischen 5 und 8 mHz gewählt.

Auch hier lassen sich jahreszeitliche Variationen der Quellregionen für die Hintergrund-Rayleigh-Wellen deutlich erkennen. Auffällig sind starke und beständige Energiemaxima im nördlichen Pazifik von November bis März sowie im Südatlantik von Mai bis September. In den Übergangszeiten werden Wellen aus beiden Regionen sowie aus einem Teile des östlichen Pazifik und Südamerikas umfassenden Bereich beobachtet. Insgesamt konzentriert sich die Energie überwiegend auf die Ozeane. Die Kontinente scheinen, wenn überhaupt, nur eine untergeordnete Rolle bei der Anregung der Hintergrundeigenschaften zu spielen.

Auch wenn durch die Kombination der Daten dreier Arrays die möglichen Quellregionen im Vergleich zu den zuvor gezeigten Ergebnissen deutlich eingeschränkt werden können, ist es ratsam, bei der Interpretation der Abbildungen 5.20 und 5.21 Vorsicht walten zu lassen. Wie deutlich zu erkennen ist, z.B. an den Ergebnissen für März und Oktober, sind die Detektionsempfindlichkeit und die räumliche Auflösung stark ortsabhängig. Die Form und Ausdehnung der Maxima ist im wesentlichen durch die Lage der Arrays festgelegt und nicht durch die Größe des Quellgebiets.

Um die gefundenen Quellregionen genauer zu bestimmen, wurde versucht, die drei dominanten Maxima anhand synthetischer Daten durch eine systematische



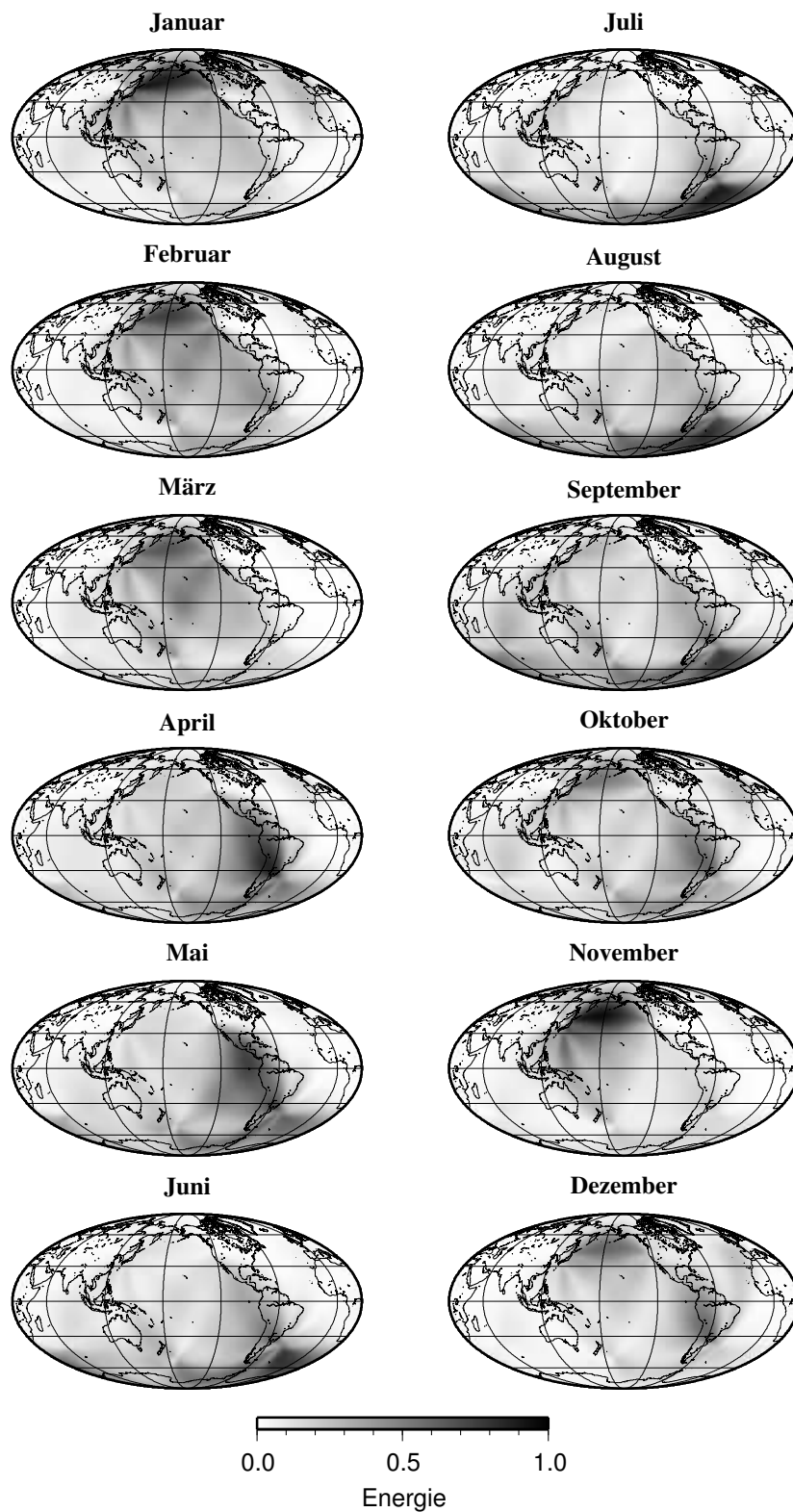


Abb. 5.20: Ergebnis der Kreuzpeilung mit den Stationen von GRSN, BDSN und F-net für das Jahr 2000

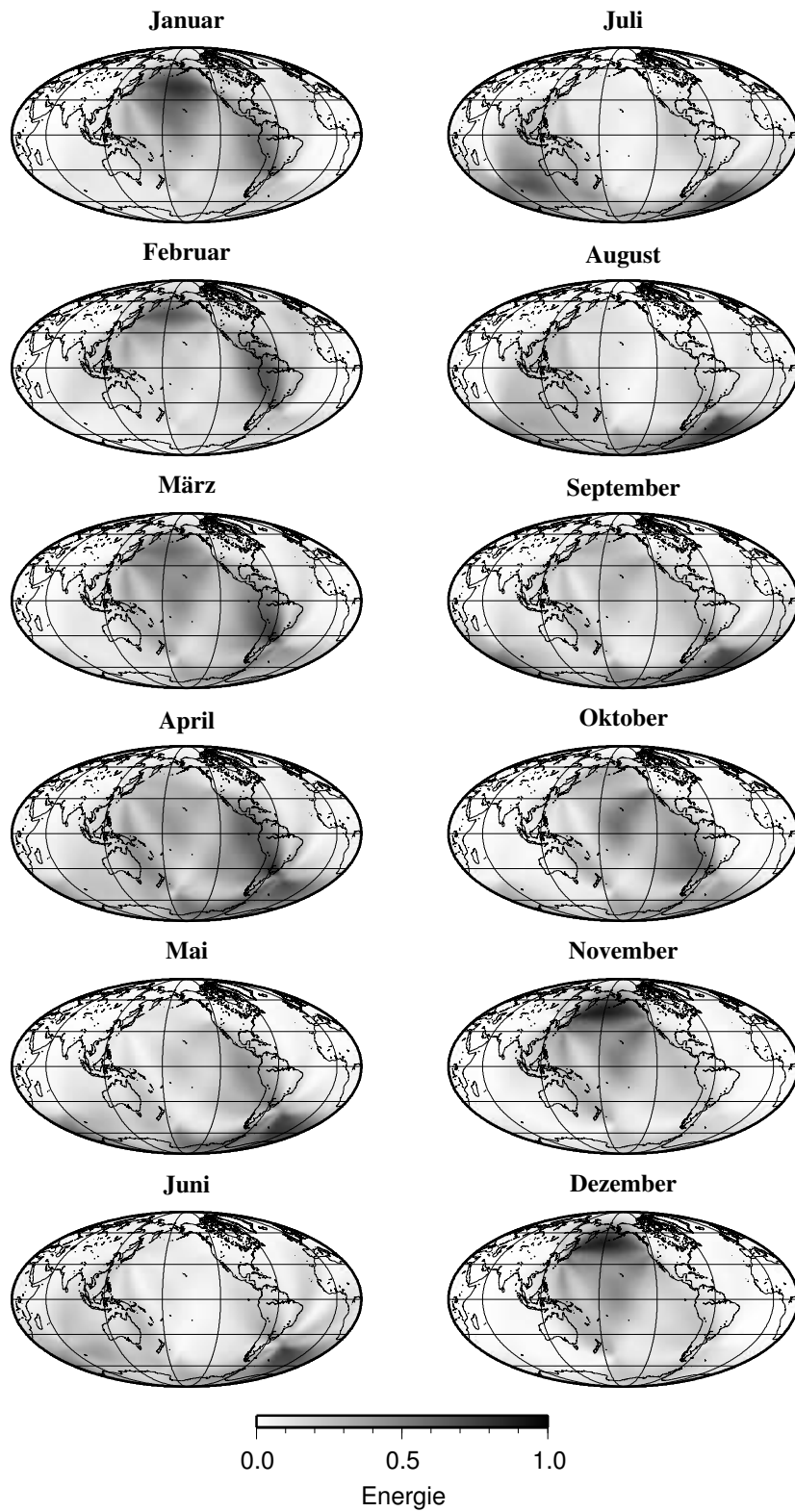


Abb. 5.21: Ergebnis der Kreuzpeilung mit den Stationen von GRSN, BDSN und F-net für das Jahr 2001

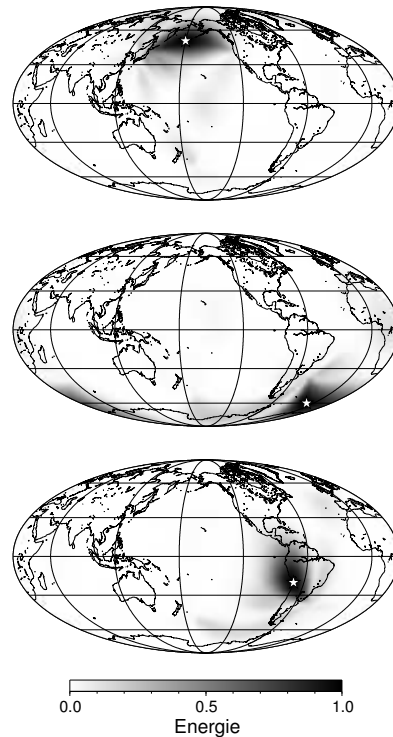


Abb. 5.22: Ergebnis der Kreuzpeilung mit synthetischen Daten für drei ausgewählte Punkte (Sterne)

Variation des (hypothetischen) Anregungsortes zu reproduzieren. Durch visuellen Vergleich wurden die am besten mit den Ergebnissen in Abb. 5.20 und 5.21 übereinstimmenden Energieverteilungen ausgewählt (Abb. 5.22). Demnach deutet das Maximum im Nordpazifik auf eine Anregung in der Nähe der Koordinaten  $45^{\circ}\text{N}/180^{\circ}\text{W}$  hin, im Südatlantik erfolgte die stärkste Anregung um  $60^{\circ}\text{S}/10^{\circ}\text{W}$ , die dritte Quelle befände sich etwa bei  $20^{\circ}\text{S}/70^{\circ}\text{W}$ . Die Fehler dieser Abschätzung liegen bei etwa 1000-2000 km.

Wie zuvor schon erwähnt, können durch diese Kreuzpeilung nur Quellen von Hintergrund-Rayleigh-Wellen identifiziert werden, die mit allen drei Netzwerken registriert werden können. Erreichen die Wellen mit einem bestimmten Ursprungsort nur eines oder zwei der Arrays, wirken sie sich nicht auf die Resultate in den Abbildungen 5.20 und 5.21 aus. Eine solche Region ist der Indische Ozean. Sowohl in den Ergebnissen für das GRSN (Abb. 5.8) als auch das F-net (Abb. 5.19) sind in den Sommermonaten Rayleigh-Wellen nachweisbar, die aus Richtung des Indischen Ozeans kommen (Rückazimute um  $120$  bzw.  $230^{\circ}$ ). In den BDSN-Resultaten sollten Rayleigh-Wellen aus dem Indischen Ozean zu erhöhter Energie bei Rückazimuten zwischen  $270$  und  $90^{\circ}$  führen, diese sind jedoch nicht erkennbar. Stattdessen herrschen in den BDSN-Ergebnissen für die Sommermo-

nate Rayleigh-Wellen mit Rückazimuten zwischen  $120$  und  $240^\circ$  vor, was darauf hindeutet, daß sich im Südpazifik angeregte Hintergrund-Rayleigh-Wellen hier stärker auswirken.

Die Tatsache, daß alle gefundenen Quellregionen im offenen Meer oder nahe einer Küste liegen, scheint für eine ozeanische Anregung der Hintergrundeigen-schwingungen zu sprechen. Die Abbildungen 5.23 und 5.24 zeigen die jeweils über einen Monat gemittelten globalen Verteilungen der maßgeblichen Wellenhöhe in den Ozeanen. Die maßgebliche bzw. signifikante Wellenhöhe ist definiert als der Mittelwert des oberen Drittels der Wellenhöhen, gemessen von Wellental zu Wellenberg [Sverdrup und Munk, 1947]. Die dargestellten Wellenhöhen sind das Ergebnis von Modellrechnungen [z.B. Tolman, 1991], die auf der Grundlage von Bojen- und Satellitendaten zweimal täglich durchgeführt und durch das *Fleet Numerical Meteorology and Oceanography Center* (FNMOC) zur Verfügung gestellt werden. Um einen Vergleich mit den Monatsmittelwerten in den Abbildungen 5.20 und 5.21 zu ermöglichen, wurden die Wellenhöhen zuerst aus den vorliegenden globalen Karten (vgl. Abb. 5.27) extrahiert und anschließend monatsweise gemittelt.

Vergleicht man diese Wellenhöhenverteilungen nun mit den Abbildungen 5.20 und 5.21, so fällt auf, daß die Kreuzpeilung genau für die Zeiträume Rayleigh-Wellen mit dem Ursprung im Nordpazifik liefert, in denen dort auch vergleichsweise hohe Ozeanwellen gemessen wurden. Im Südpazifik, im Südatlantik und im südlichen Indischen Ozean werden ganzjährig höhere Wellen gemessen als etwa in mittleren Breiten. Zwar sind diese im Winter (bezogen auf die Südhalbkugel) etwas höher als im Sommer, ein direkter Zusammenhang zwischen den Ozeanwellen und der Anregung seismischer Wellen ist jedoch nicht offensichtlich. Eine Entsprechung zu den Peilungen für die Monate April und Mai in Abb. 5.20 findet sich in Abb. 5.23 ebenfalls nicht.

Zu beachten ist jedoch, daß die in den Abbildungen 5.23 und 5.24 gezeigten Wellenhöhen die Höhen des durch Winde erzeugten Seegangs mit maximalen Perioden von  $30$  s sind. Diese Wellen sind aufgrund der deutlich höheren Frequenzen und Wellenzahlen nicht in der Lage, direkt Erdeigen-schwingungen anzuregen. Stattdessen gelten Infrасhwerewellen, die wiederum über nichtlineare Prozesse aus den kurzperiodischen Wellen entstehen, als mögliche Ursache der Hintergrundeigen-schwingungen (s. Abschnitt 3.4.1). Da die Entstehung der Infrасhwerewellen jedoch nur unter bestimmten Voraussetzungen möglich ist, hat ein hoher Seegang nicht zwangsläufig Infrасhwerewellen hoher Amplitude zur Folge. Denkbar wäre also, daß insbesondere an der amerikanischen Pazifikküste, wo im Mittel kein erhöhter Seegang zu beobachten ist, freie Infrасhwerewellen, die andernorts angeregt wurden, die entscheidende Rolle spielen, während im Nordpazifik lokal generierte, erzwungene Infrасhwerewellen dominieren.

Weitergehende Aussagen zum Zusammenhang zwischen Infrасhwerewellen und den hier beobachteten Hintergrund-Rayleigh-Wellen sind auf der Basis des derzeitigen Wissensstands zu den Infrасhwerewellen nicht möglich. Messungen der

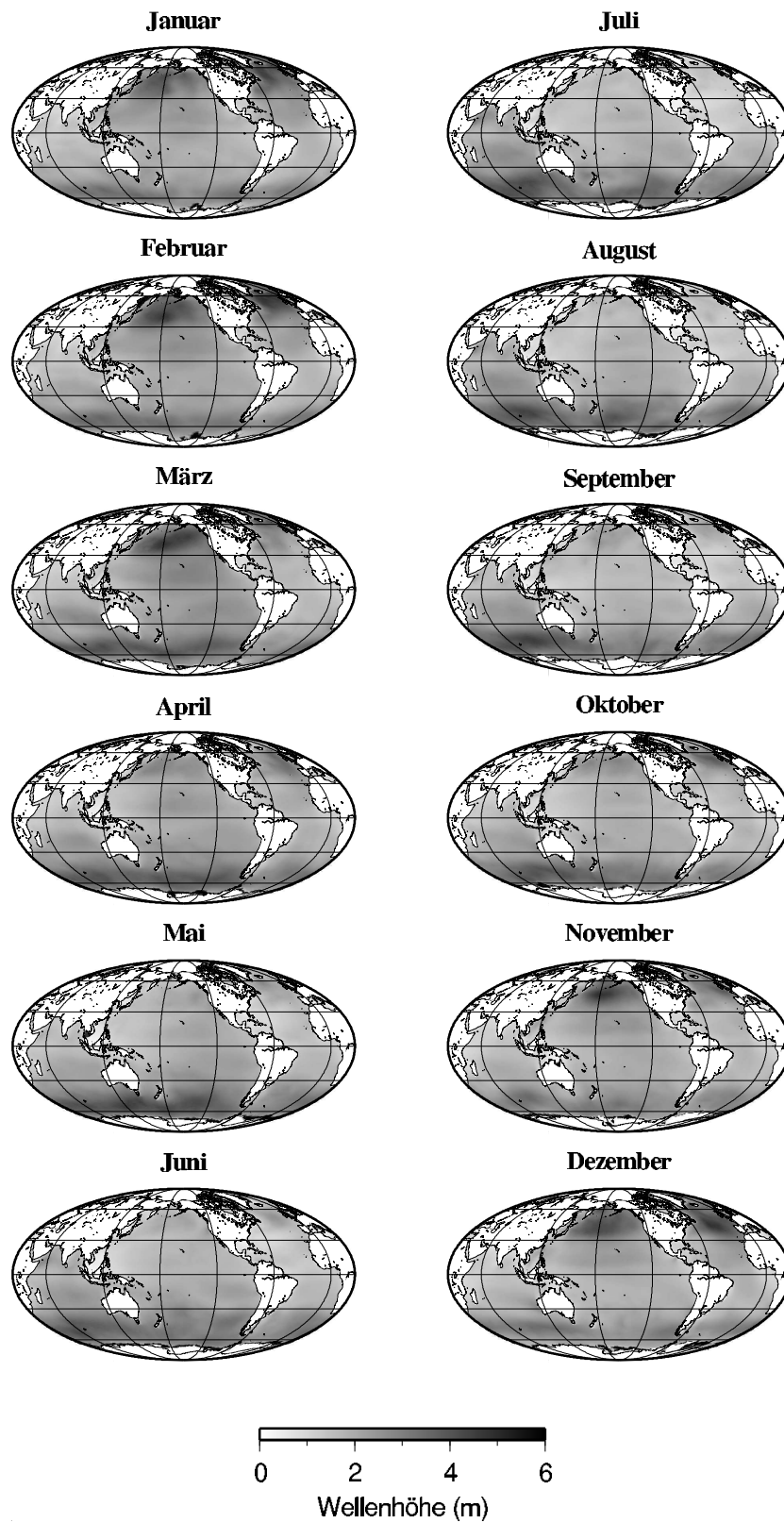


Abb. 5.23: Monatsmittelwerte der maßgeblichen Wellenhöhe im Jahr 2000. Quelle: *Fleet Numerical Meteorology and Oceanography Center* (FNMOC).

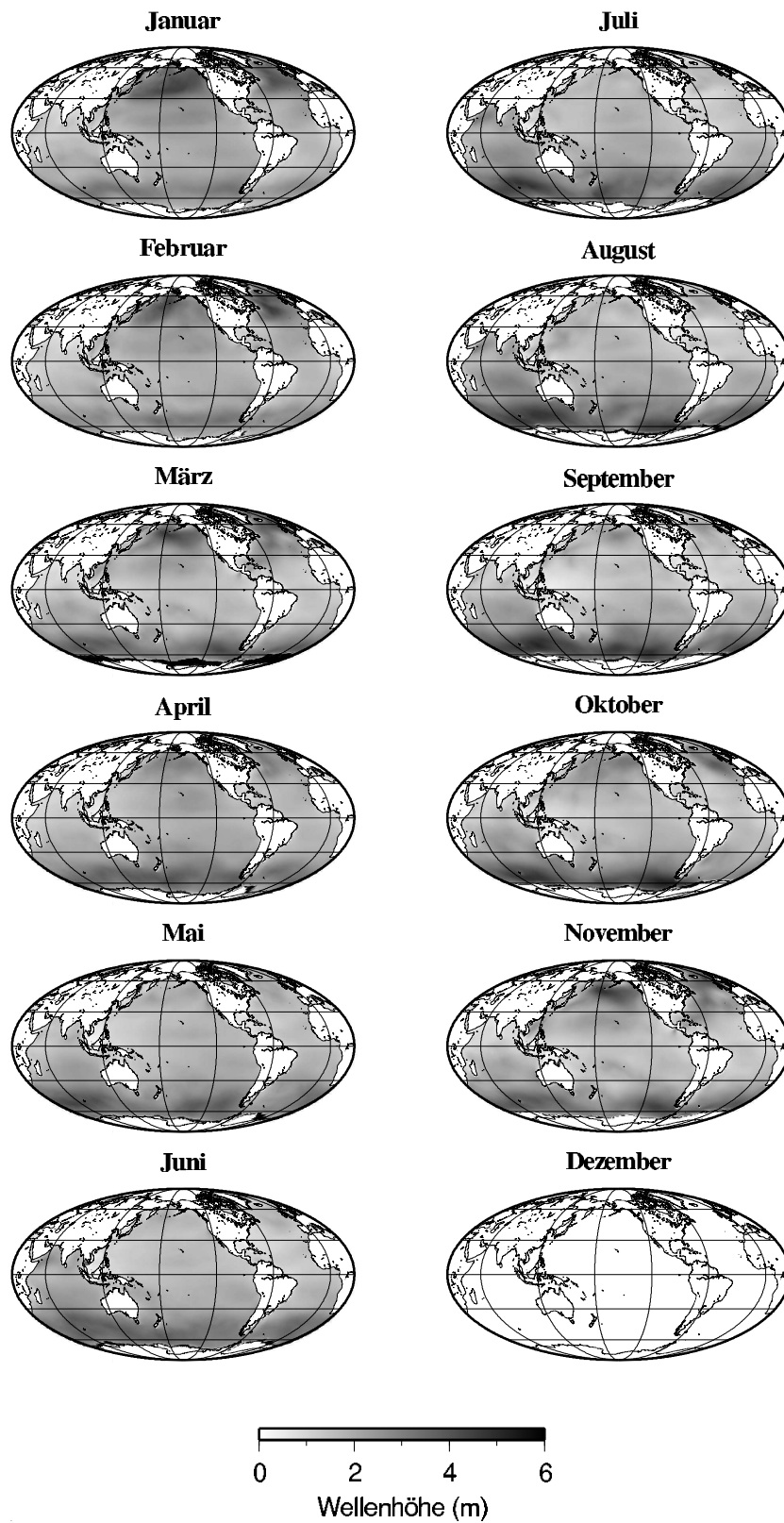


Abb. 5.24: Monatsmittelwerte der maßgeblichen Wellenhöhe im Jahr 2001. Quelle: FN-MOC. Für den Dezember waren keine Daten verfügbar.

Amplitude wurden bisher nur punktuell und für begrenzte Zeiträume durchgeführt, globale Langzeitmessungen wie für den kurzperiodischen Seegang, die einen direkten Vergleich mit den aus den seismischen Daten gewonnenen Ergebnissen erlauben würden, gibt es nicht.

Dennoch sprechen die hier vorgestellten Ergebnisse dafür, daß die Hintergrundeigenschwingungen im Bereich der Ozeane angeregt werden. Ein weiteres Argument hierfür wird im folgenden Abschnitt vorgestellt: Die direkte Beobachtung seismischer Rayleigh-Wellen im Zusammenhang mit starken Stürmen im Nordatlantik.

## 5.8 Stürme im Nordatlantik

Wie sich in den vorigen Abschnitten herausgestellt hat, zeigt die Quellverteilung der Hintergrund-Rayleigh-Wellen regelmäßige jahreszeitliche Muster. Durch die Mittelung über längere Zeiträume war es möglich, die Ausbreitungsrichtungen und zum Teil auch die Ursprungsorte der Hintergrund-Rayleigh-Wellen zu bestimmen. Obwohl die Resultate aus Abschnitt 5.7 darauf hindeuten, daß die Anregung im Bereich der Ozeane erfolgt, konnten direkte Zusammenhänge zwischen Ozeanwellen und seismischen Wellen nur für den Fall des Nordpazifiks nachgewiesen werden. Verantwortlich hierfür ist u.a. die Bildung zeitlicher Mittelwerte, die jedoch aufgrund des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses erforderlich ist.

Wie sich allerdings herausgestellt hat, kann in einigen Fällen auf diese zeitliche Mittelung verzichtet werden. Vereinzelt werden Rayleigh-Wellen beobachtet, deren Amplitude die übliche Stärke der Hintergrund-Rayleigh-Wellen übersteigt. Dann ist es möglich, durch Erhöhung der zeitlichen Auflösung weitere Einblicke in die Entstehung dieser Wellen zu erhalten.

Abb. 5.25 zeigt das Ergebnis der f-k-Analyse mit den Stationen des GRSN für den Zeitraum vom 4. bis 10. Februar 2001. Im Gegensatz zu den zuvor geschilderten Langzeitbeobachtungen wurden die Daten hier keiner Vorauswahl unterzogen, sondern vollständig analysiert. Auf die zeitliche Mittelung wurde ebenfalls verzichtet. In diesem Zeitraum sind Rayleigh-Wellen erkennbar, die das Gebiet des GRSN in östlicher Richtung, mit einem Rückazimut von ca.  $260^\circ$ , durchlaufen haben. Diese Rayleigh-Wellen waren für die Dauer von ca. drei Tagen kontinuierlich vorhanden.

Da die Daten hier nicht vorsortiert wurden, ist zuerst zu klären, ob die beobachteten Rayleigh-Wellen die Folge eines oder mehrerer Erdbeben waren. In Tabelle 5.2 sind alle im Harvard-CMT-Katalog [Ekström et al., 2003] enthaltenen Erdbeben des fraglichen Zeitraums mit der Magnitude 5.0 oder größer aufgelistet. Die Ereignisse mit Magnituden von mindestens 5.5 sind auch in Abb. 5.25 als zeitlich eng begrenzte Maxima der Energie zu erkennen. Die Ursache der drei Tage anhaltenden Rayleigh-Wellen aus westlicher Richtung findet sich hier jedoch nicht. Zu den wahrscheinlichsten Quellen der Hintergrund-Rayleigh-Wellen bzw. -Eigenschwingungen zählen Infraschwerewellen in den Ozeanen. Daher könnten

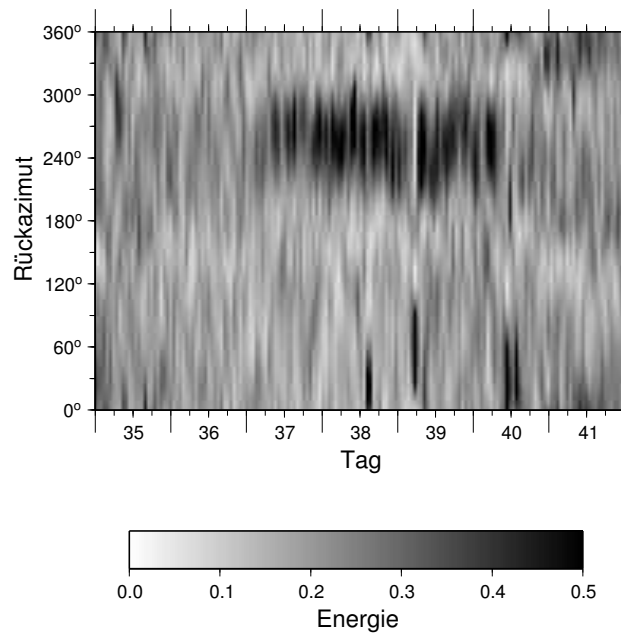


Abb. 5.25: Ergebnis der f-k-Analyse 04.-10.02.2001

Datum	Tag	Uhrzeit	Breite	Länge	d(km)	$M_W$	$\vartheta$	$\Delta$ (km)
05.02.01	36	03:49	64.4°N	131.2°W	10	5.3	343.2°	6774
07.02.01	38	01:58	50.0°S	126.9°E	10	5.1	115.2°	15506
07.02.01	38	10:23	13.2°N	88.9°W	64	5.8	287.5°	9666
07.02.01	38	13:46	55.6°S	26.9°W	33	5.3	203.0°	12436
07.02.01	38	15:16	52.8°N	153.9°E	427	5.7	23.9°	7874
08.02.01	39	05:41	24.3°N	125.1°E	16	5.8	58.1°	9322
08.02.01	39	10:01	24.3°N	125.2°E	33	5.1	58.1°	9328
08.02.01	39	22:13	7.4°S	156.0°E	33	5.2	48.0°	14060
09.02.01	40	10:26	19.1°S	176.1°W	33	5.8	15.9°	16333
09.02.01	40	13:07	6.2°S	147.8°E	44	5.5	55.8°	13491
09.02.01	40	17:02	1.3°N	123.3°E	33	5.3	73.1°	11276

Tab. 5.2: Erdbeben mit  $M_W > 5.0$  vom 04.-10.02.2001 [Ekström et al., 2003].  $d$ : Herdtiefe.  $\vartheta$ : Rückazimut bezüglich des GRSN.  $\Delta$ : Epizentraldistanz.

auch die hier beobachteten seismischen Wellen ihren Ursprung im Ozean haben, wobei die Ausbreitungsrichtung auf den nördlichen Atlantik als möglichen Ursprungsort hinweist. Diese These wird durch das in Abb. 5.26 gezeigte Spektrogramm gestützt. Dort ist zu sehen, daß zeitgleich mit den langperiodischen Rayleigh-Wellen die primäre (Ziffer 1) und sekundäre Meeresmikroseismik (Ziffer 2) stark angeregt wurden. Zur Reduzierung des darzustellenden Wertebereichs



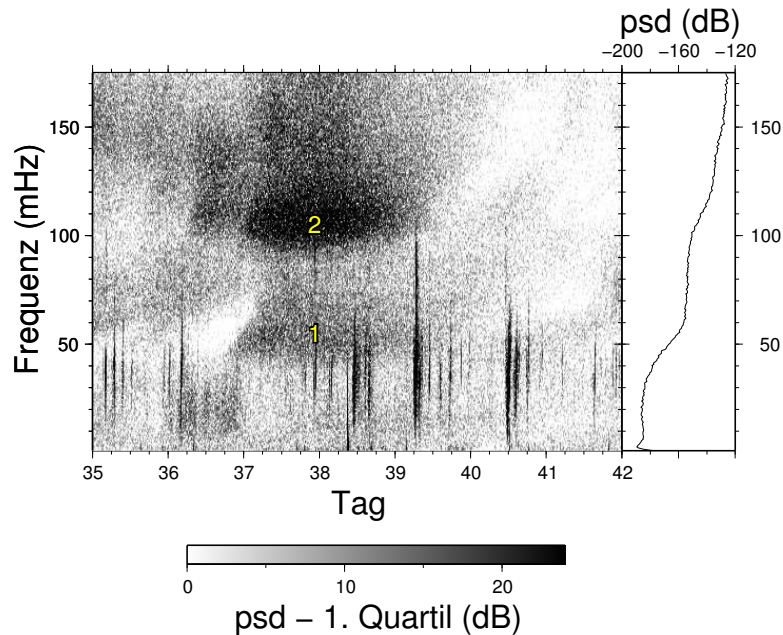


Abb. 5.26: Spektrogramm für die vertikale Bodenbeschleunigung vom 04.-10.02.2001, gemessen an der Station BFO. Das 1. Quartil der spektralen Leistungsdichte für diesen Zeitraum (rechts) wurde vom Spektrogramm subtrahiert. 1: Primäre Meeresmikroseismik, 2: Sekundäre Meeresmikroseismik.

der spektralen Leistungsdichte wurde das 1. Quartil über den ganzen Zeitraum berechnet und subtrahiert.

Abb. 5.27 zeigt eine Momentaufnahme der globalen Verteilung der maßgeblichen Wellenhöhe für den 06.02.2001 um 0:00 UT. An diesem Tag lag die maßgebliche Wellenhöhe in weiten Teilen des nordatlantischen Ozeans über 5 m, teilweise wurden sogar 10 m überschritten. Der Grund für diese hohen Wellen war ein Tiefdruckgebiet über der Region, das in der Isobarenkarte für denselben Zeitpunkt (Abb. 5.28) zu erkennen ist. Dieses atlantische Tiefdruckgebiet hatte sich am 04.02. ausgebildet, und infolgedessen traten im offenen Meer bereits zu diesem Zeitpunkt Wellenhöhen über 10 m auf. Der Einsatz der seismischen Rayleigh-Wellen erfolgte jedoch erst zwei Tage später, zu Anfang des 06.02.2001. Ebenso waren nach dem 07.02. keine Wellen über 10 m mehr zu beobachten, die seismischen Wellen klangen jedoch erst am Morgen des 09.02. ab. Diese Zeitverzögerung spricht gegen das Zentrum des Tiefdruckgebiets, den Bereich mit den höchsten Ozeanwellen, als Ursprungsort der seismischen Wellen. Stattdessen entspricht der Zeitraum, in dem die seismischen Rayleigh-Wellen vorhanden waren, in etwa dem Zeitraum, in dem Ozeanwellen mit einer signifikanten Wellenhöhe über 5 m auf die europäische Küste trafen. Dies legt nahe, daß die Anregung der langperiodischen Rayleigh-Wellen im Küstenbereich erfolgte.

Ereignisse dieser Art sind immer wieder zu beobachten. Abb. 5.29 zeigt die Ver-

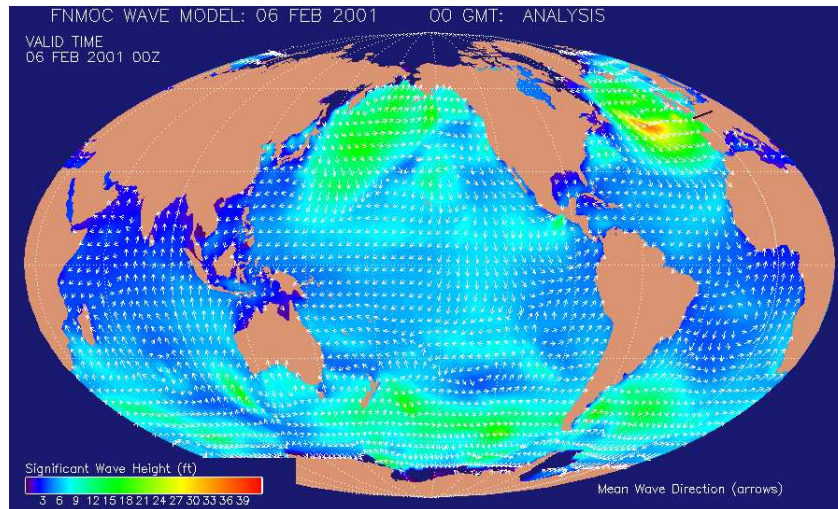
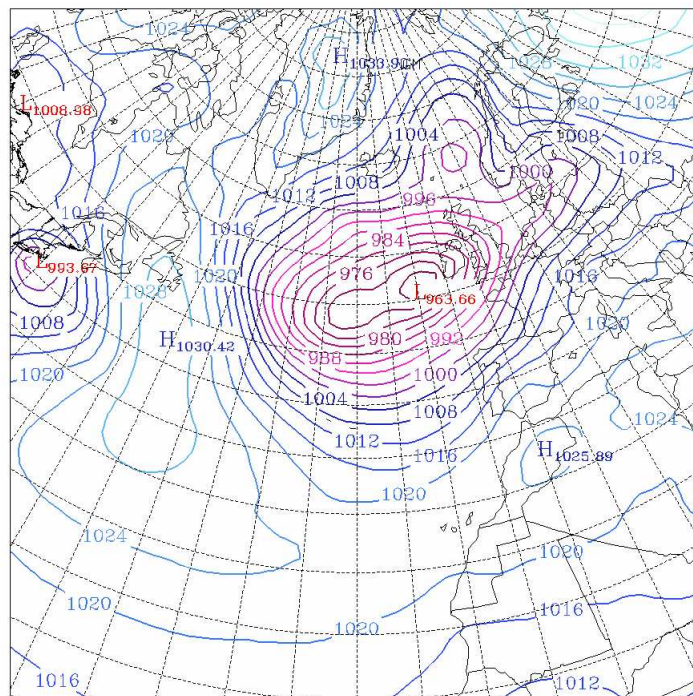


Abb. 5.27: Maßgebliche Wellenhöhe am 06.02.2001, 0:00 UT. Quelle: FNMOG.



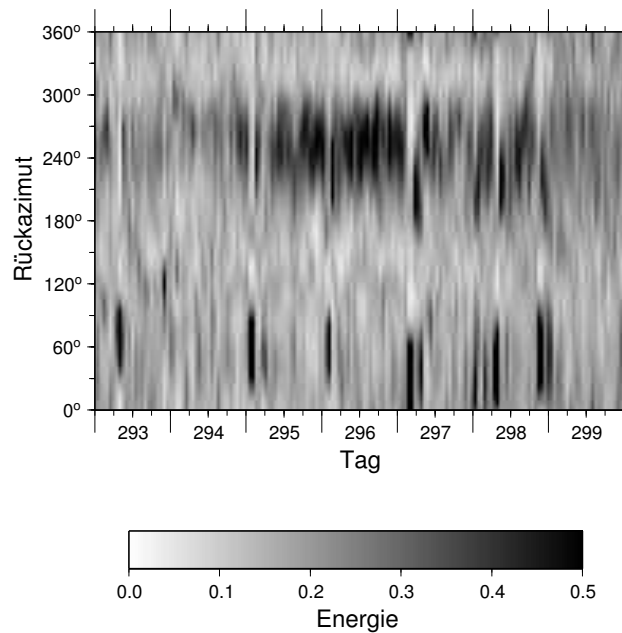


Abb. 5.29: Ergebnis der f-k-Analyse 20.-26.10.1999

teilung der Hintergrund-Rayleigh-Wellen zwischen dem 20. und 26. Oktober 1999. Auch hier sind Hinweise auf Rayleigh-Wellen zu erkennen, die sich nach Osten ausbreiten, das Rückazimut betrug hier etwa  $250^\circ$ . Die Rayleigh-Wellen setzten am Morgen des 22.10. (Tag 295) ein und klangen erst am Morgen des 24.10. wieder ab. Das zugehörige Spektrogramm für die Daten der Station BFO ist in Abb. 5.30 zu sehen. Im umrahmten Bereich ist der Anstieg des Rauschens bei Frequenzen unter 20 mHz zu erkennen, der den Rayleigh-Wellen in Abb. 5.29 entspricht. Wie im vorigen Beispiel war zur selben Zeit die Meeresmikroseismik stark ange-regt (Ziffern 2 und 4). Der Anstieg des Rauschens bei Frequenzen unter 20 mHz erfolgte wiederum mit einer Zeitverzögerung von etwa 12 Stunden gegenüber der Mikroseismik. Diese Zeitdifferenz ist charakteristisch für solche Ereignisse, ebenso wie die relativ niedrige Frequenz der Mikroseismik (in der Regel geht man eher von 70 und 150 mHz als von 50 und 100 mHz aus) und der höherfrequente Vorläufer (Ziffer 3) der sekundären Meeresmikroseismik. All dies deutet darauf hin, daß in dieser Region immer dann langperiodische Rayleigh-Wellen angeregt werden, wenn bestimmte Voraussetzungen bezüglich der Zugbahn und Größe eines Sturmtiefs und der Windstärke erfüllt sind.

Abb. 5.31 zeigt die globale Verteilung der maßgeblichen Wellenhöhe für den 21. Oktober 1999, 12:00 UT, kurz vor dem Einsetzen der Rayleigh-Wellen. Wie im zuvor gezeigten Beispiel lag zu jenem Zeitpunkt ein Sturmtief über dem Nordatlantik (s. Abb. 5.32). Im Zentrum gab es über 12 m hohe Wellen, großräumig traten über 5 m hohe Wellen auf. Wiederum setzten die Rayleigh-Wellen gleichzei-

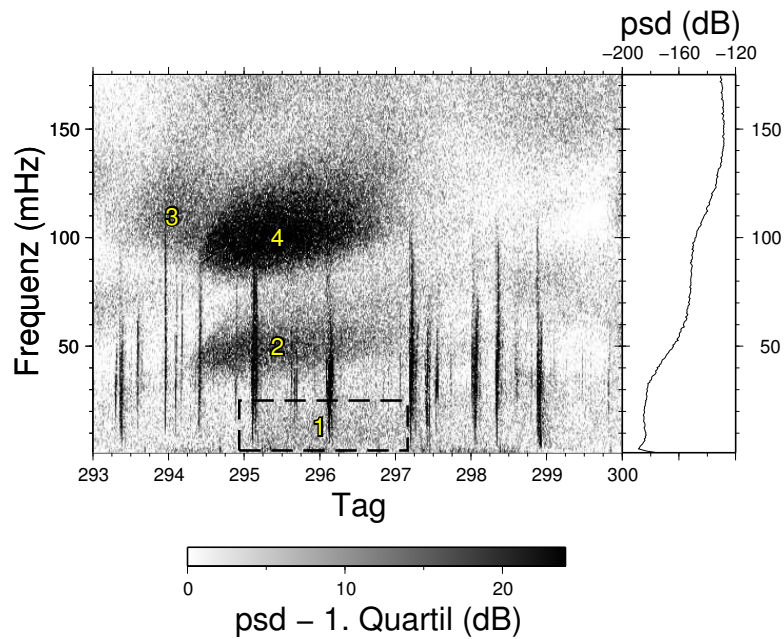


Abb. 5.30: Wie Abb. 5.26, nun für den Zeitraum vom 20. bis 26.10.1999. 1: Langperiodisches Rauschen bei  $f < 20$  mHz, 2: Primäre Meeresmikroseismik, 3: Vorläufer der sekundären Meeresmikroseismik, 4: Sekundäre Meeresmikroseismik.

tig mit dem Eintreffen der Ausläufer des Tiefs an der europäischen Atlantikküste ein und nicht etwa zum Zeitpunkt der höchsten Wellen auf offener See.

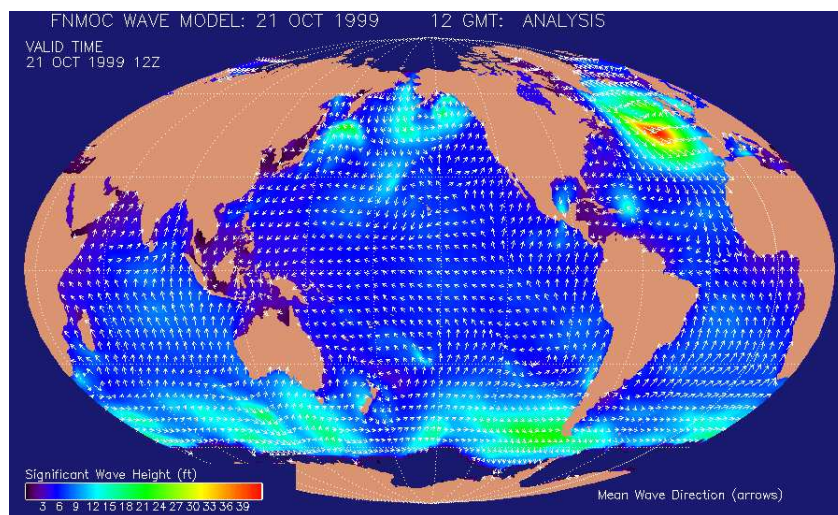


Abb. 5.31: Maßgebliche Wellenhöhe am 21.10.1999, 12:00 UT. Quelle: FNMOG.

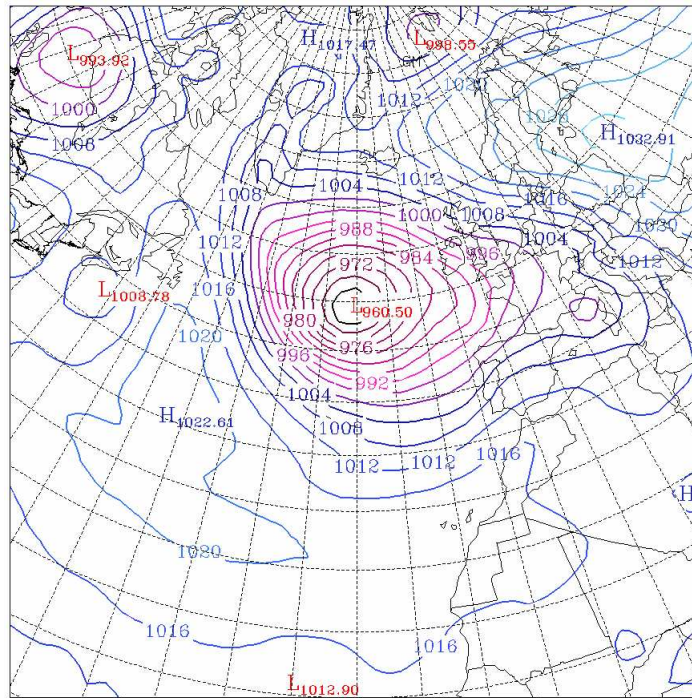


Abb. 5.32: Isobarenkarte für den 21.10.1999, 12:00 UT. Quelle: NOAA/ARL.

Abb 5.33 gibt eine Übersicht über die von Anfang 1999 bis Mitte 2007 identifizierten Ereignisse dieser Art. Ein Ereignis liegt dann vor, wenn mit dem GRSN langperiodische seismische Rayleigh-Wellen wie in Abb. 5.25 oder 5.29 detektiert wurden. Mehr als 40 solcher Ereignisse wurden in diesem Zeitraum identifiziert, in allen Fällen ereigneten sich zur selben Zeit Stürme im Nordatlantik, begleitet von hohen kurzperiodischen Ozeanwellen.

Wie bereits bei den Langzeitstudien besteht bei der Beschränkung auf die Daten eines Arrays das Problem, daß sich zwar die Richtung der seismischen Rayleigh-Wellen bestimmen läßt, nicht aber die Distanz zur Quelle. Ist jedoch dasselbe Ereignis auch in den Daten der anderen Arrays, des BDSN oder des F-net, nachweisbar, so kann der Ort der Anregung der beobachteten seismischen Wellen weiter eingegrenzt werden. Daher wurde auch für die anderen beiden Arrays eine f-k-Analyse für den Zeitraum vom 20. bis 26.10.1999 durchgeführt, die Ergebnisse sind in Abb. 5.34 zu sehen.

Leider machen sich hier wieder die erwähnten Schwierigkeiten bei der Peilung mit diesen Netzwerken bemerkbar, vor allem die Zweideutigkeit der Ergebnisse für das BDSN ist augenfällig. Bei einer Anregung im Nordostatlantik wäre für das BDSN ein Signal bei Rückazimuten zwischen  $30^\circ$  und  $60^\circ$  zu erwarten, für das F-net zwischen  $330^\circ$  und  $360^\circ$ . Tatsächlich zeigen die Resultate für beide Netzwerke einen Anstieg der Energie bei diesen Rückazimuten. Im BDSN ist ein deutlicher

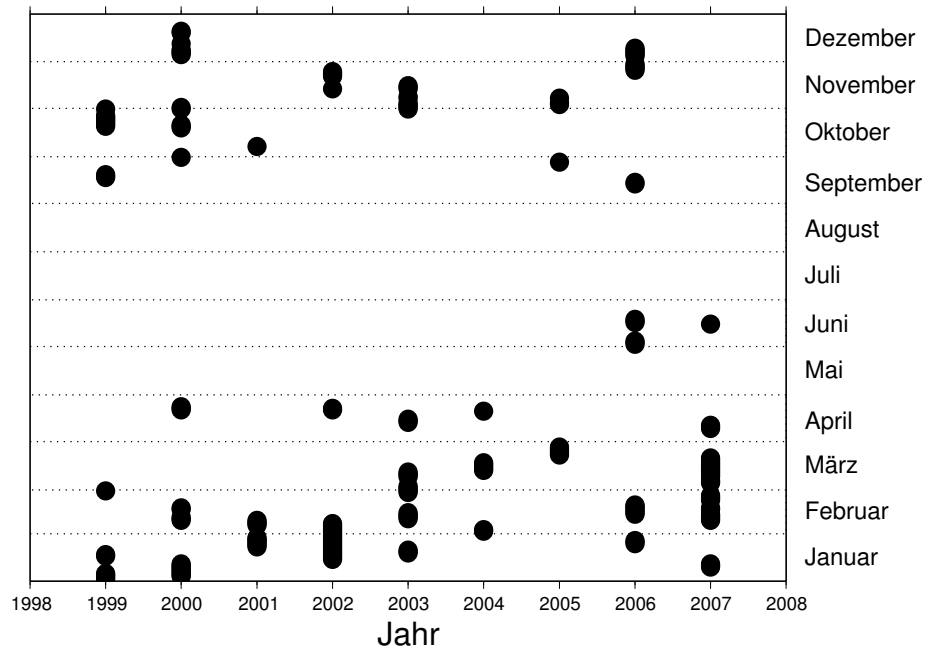


Abb. 5.33: Übersicht der Stürme im Nordatlantik, die zur Anregung seismischer Rayleigh-Wellen führten

Einsatz beginnend am 22.10. gegen 0:00 UT zu sehen, scheinbar sowohl um  $50^\circ$  als auch um  $300^\circ$ . Die erhöhte Energie um  $300^\circ$  ist jedoch - da etwas geringer als die bei  $50^\circ$  - als Artefakt der Array-Antwortfunktion zu betrachten. Die Maxima

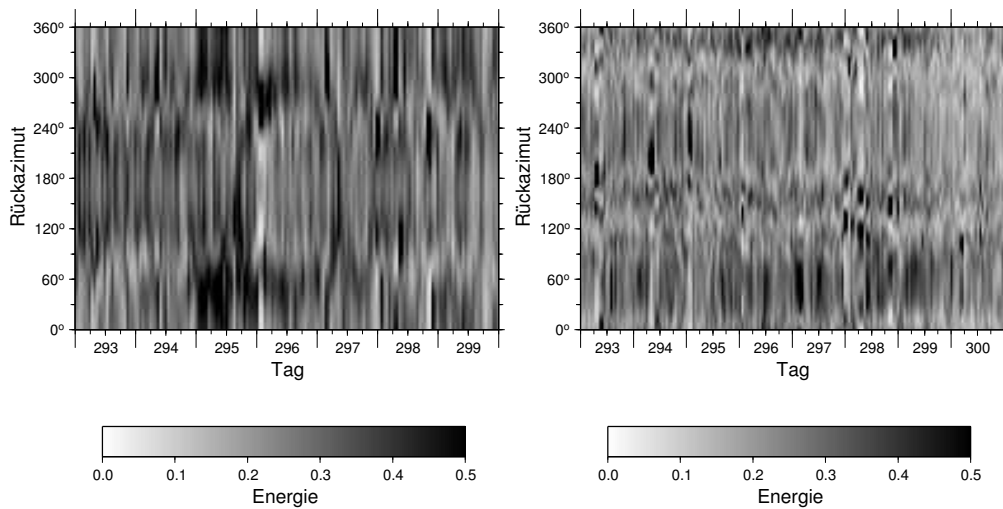


Abb. 5.34: Ergebnisse der f-k-Analyse für das BDSN (links) und das F-net (rechts) für den Zeitraum vom 20. bis 26.10.1999

sind, wie schon in Abb. 5.13 gesehen, symmetrisch zum Rückazimut  $175^\circ$ . Beim F-net zeichnet sich (am oberen Bildrand zu sehen) bei Rückazimuten zwischen  $330^\circ$  und  $360^\circ$  eine Energiezunahme ab. Hier fällt jedoch gegenüber dem BDSN ein Zeitversatz von mehr als einem halben Tag auf. Es ist daher nicht klar, ob die mit dem F-net beobachteten Rayleigh-Wellen denselben Ursprung haben wie die mit den beiden anderen Netzwerken detektierten.

Aufgrund der unsicheren Detektion mit dem japanischen Array wurde die Kreuzpeilung nur für die GRSN- und BDSN-Daten durchgeführt. Dabei wurde entsprechend vorgegangen wie in Abschnitt 5.7. Das Resultat zeigt Abb. 5.35. Obwohl die größten Wellenhöhen von mehr als 12 m am 20. und 21. Oktober (Tage 293 und 294) gemessen wurden, waren an diesen Tagen keine seismischen Rayleigh-Wellen detektierbar. Erst am 22. Oktober, als auch an der europäischen Atlantikküste hohe Wellen auftraten, wurden seismische Wellen angeregt. Das Maximum der f-k-Energie tritt genau an derselben Stelle auf wie das Maximum der maßgeblichen Wellenhöhe.

Im Vergleich zum 20. und 21.10. liefert die f-k-Energie für den 22.10. überall höhere Werte. Der Grund hierfür ist der erhöhte Signalpegel. Da die an den einzelnen Stationen registrierten Signale, die die Überlagerung vieler untereinander nicht kohärenter Rayleighwellen darstellen, einem zufälligen Rauschen ähneln, steigt  $E'_{ges}$  aufgrund der größeren Amplituden überall etwas an.

Neben dem Hauptmaximum im Nordatlantik und der allgemeinen Erhöhung der Energie fällt am 22.10. ein zweiter Bereich mit hoher Energie auf, der Teile des südöstlichen Pazifik und Südamerikas umfaßt. Die Erklärung hierfür liefern Abb. 5.29 und der linke Teil von Abb. 5.34. Beim GRSN ist ein ausgeprägtes Maximum der f-k-Energie für Rückazimute um  $250^\circ$  zu sehen. Dagegen zeigt das Resultat für das BDSN zwei Maxima sowie generell ein höheres „Hintergrundrauschen“. Da die Gesamtenergie  $E'_{ges}$  durch Multiplikation von  $E'_{GRSN}$  und  $E'_{BDSN}$  berechnet wird, nimmt  $E'_{ges}$  also überall dort vergleichsweise hohe Werte an, wo  $E'_{GRSN}$  hoch ist, d.h., in allen Regionen, die sich vom GRSN aus gesehen in der Richtung  $250^\circ$  befinden. Hierzu gehört der gesamte dunkel schattierte Bereich in Abb. 5.35 für den 22.10. (Tag 295). Es ist also davon auszugehen, daß lediglich das Hauptmaximum im Nordatlantik auf die Anregung seismischer Wellen hinweist.

An den darauffolgenden Tagen, am 23. und 24.10., wurden noch immer seismische Wellen angeregt, jedoch erheblich schwächer als am 22.10. Dies steht im Einklang mit der gleichzeitigen Abnahme der maßgeblichen Wellenhöhe. Am 25.10. waren schließlich keine ungewöhnlich starken Hintergrund-Rayleigh-Wellen mehr nachweisbar.

Nachdem also bereits die Langzeituntersuchungen in Abschnitt 5.7 gezeigt haben, daß die Hintergrundeigenschwingungen ihren Ursprung im Bereich der Ozeane haben, konnte nun darüberhinaus nachgewiesen werden, daß unter bestimmten Voraussetzungen ein Energietransfer von kurzperiodischen Wellen im Ozean zu langperiodischen seismischen Rayleigh-Wellen stattfindet. Denselben Nachweis konnten Rhie und Romanowicz [2006] bereits für zwei unmittelbar hintereinan-

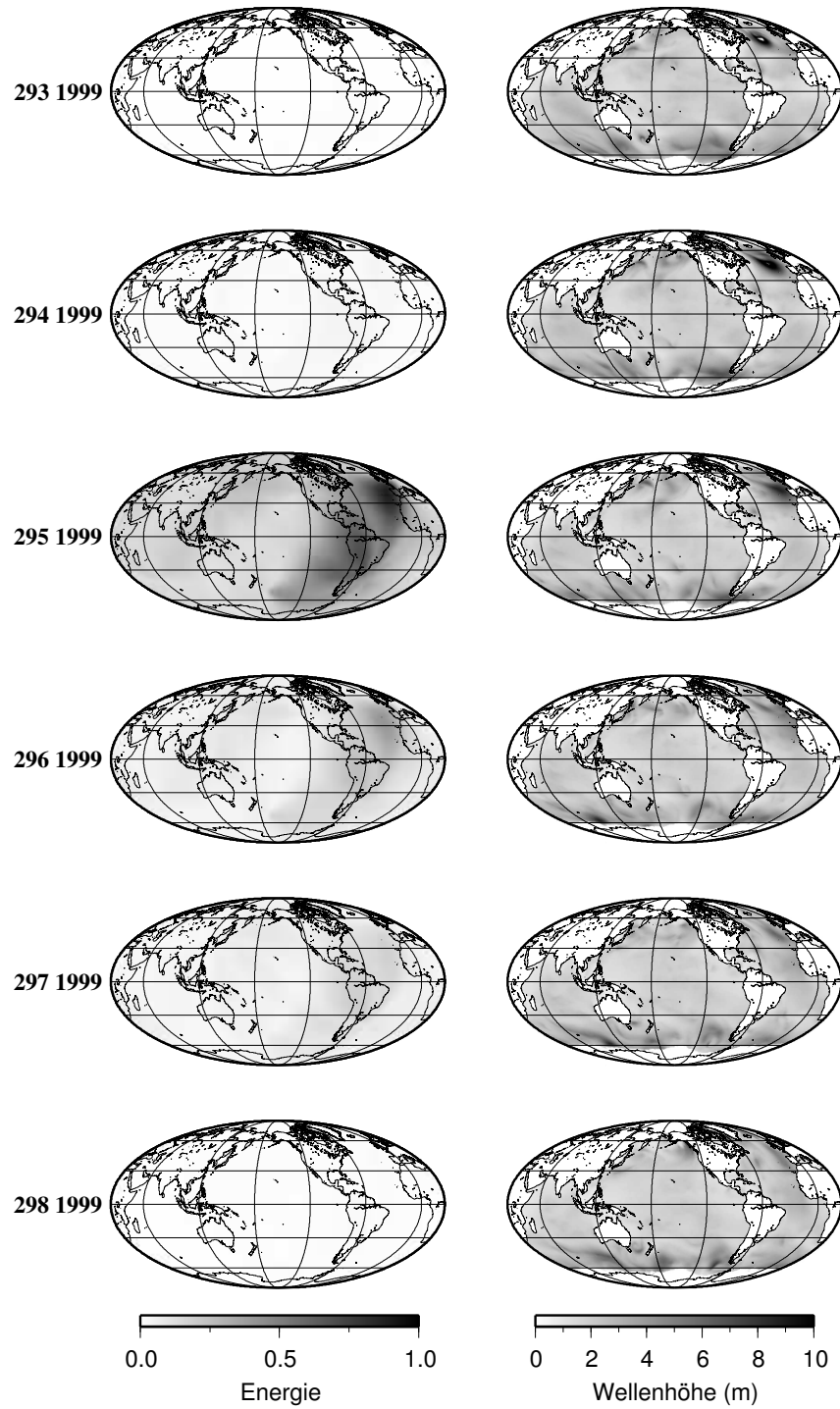


Abb. 5.35: Links: Ergebnis der Kreuzpeilung mit dem GRSN und dem BDSN vom 20.-25.10.1999. Rechts: Maßgebliche Wellenhöhe.



der stattfindende Stürme über dem Nordpazifik erbringen, die hier vorgestellten Untersuchungen stellen aufgrund der deutlich höheren Anzahl der Ereignisse und der unterschiedlichen Quellregion jedoch eine wesentliche Erweiterung dieser Beobachtungen dar. Hinzu kommt, daß Infraschwerewellen im Nordatlantik ein anderes Verhalten zeigen als im Pazifik. Aufgrund seiner geographischen Lage können langperiodische Oberflächenwellen aus anderen Ozeanen den Nordatlantik nicht erreichen. Daher gibt es dort nur Infraschwerewellen, die bei Stürmen in diesem Gebiet entstanden sind. Dies führt dazu, daß die Infraschwerewellen im Nordatlantik meist viel schwächer sind als z.B. im Pazifik. Nur im Zusammenhang mit starken Stürmen werden Infraschwerewellen größerer Amplitude beobachtet, die dann allerdings durchaus vergleichbar zu denen im Pazifik sein können [Webb, 1998]. Die geringeren durchschnittlichen Amplituden der Infraschwerewellen im Nordatlantik dürften auch erklären, warum diese Region in den Ergebnissen der Langzeituntersuchungen in Abschnitt 5.7 keine Rolle spielt.

Angesichts der nachgewiesenen Anregung von Rayleigh-Wellen durch Ozeanwellen, die auf die Küste treffen, stellt sich die Frage, ob es sich bei den für die Hintergrundeigenschwingungen verantwortlichen Kräften wie allgemein angenommen um vertikale bzw. senkrecht zum Untergrund wirkende Druckkräfte handelt, oder ob, zumindest teilweise, horizontale bzw. parallel zum Untergrund wirkende Kräfte beteiligt sind. Da Rayleigh-Wellen bzw. sphäroidale Eigenschwingungen sowohl radiale als auch tangentielle Verschiebungsanteile besitzen, kommen für ihre Anregung beide Arten von Kräften in Frage. Der wesentliche Unterschied ist jedoch, daß horizontale Kräfte neben Rayleigh-Wellen oder Sphäroidalmoden auch Love-Wellen oder Toroidalmoden anregen können, während vertikale Kräfte hierzu nicht in der Lage sind. Sollten also horizontale Kräfte eine wesentliche Rolle bei der Anregung der Hintergrundeigenschwingungen spielen, wäre zu erwarten, daß sowohl sphäroidale als auch toroidale Moden permanent angeregt sind. Im Umkehrschluß kommt also der Frage nach der Existenz toroidaler Hintergrundeigenschwingungen entscheidende Bedeutung zu, da sich aus der Antwort darauf wesentliche Schlüsse auf die Art der verursachenden Kräfte ziehen lassen. Der Suche nach solchen toroidalen Hintergrundeigenschwingungen widmet sich das folgende Kapitel.



# Kapitel 6

## Die horizontalen Hintergrundeigenschaften der Erde

Schon im Jahr 1998, als die ersten Nachweise einer permanenten Anregung der sphäroidalen Fundamentalmoden gelangen, war klar, daß diese möglicherweise nur einen Teil der Hintergrundeigenschaften darstellen. Suda et al. [1998] stellten bereits die Frage nach einer steten Anregung toroidaler Moden und unterstrichen zugleich die Bedeutung dieser Frage für die Suche nach den Quellmechanismen. Da die von ihnen vorgeschlagene Anregung durch Variationen des Atmosphärendrucks kaum in der Lage sei, auch toroidale Eigenschwingungen anzuregen, könne deren Fehlen oder Vorhandensein im seismischen Hintergrundrauschen entscheidende Hinweise geben. Weil das Verschiebungsfeld toroidaler Moden jedoch keine vertikalen Anteile besitzt und die Messung horizontaler seismischer Verschiebungen bei Perioden über 100 s einem erheblich stärkeren Rauschen unterliegt [z.B. Berger et al., 2004], konnte nicht geklärt werden, ob auch toroidale Moden kontinuierlich angeregt werden.

Dies wäre nur der Fall, wenn an der Anregung der Hintergrundeigenschaften horizontale Kräfte beteiligt wären, was im Widerspruch zu allen bisher diskutierten Modellen steht. Diese gehen von Druckkräften aus, die senkrecht auf den Untergrund wirken. Lediglich in Verbindung mit der Topographie oder der Bathymetrie erhalten solche Kräfte eine horizontale Komponente, die jedoch in Anbetracht der zumeist geringen Neigungswinkel gegenüber der vertikalen Komponente vernachlässigbar sein sollte.

## 6.1 Beobachtung

Aufgrund der großen Bedeutung einer etwaigen permanenten Anregung toroidaler Eigenschwingungen und der Tatsache, daß es keine Berichte über die Suche danach gab, wurde der Versuch unternommen, mit den Daten horizontaler Breitbandseismometer an den weltweit besten Stationen toroidale Hintergrundeigenschwingungen nachzuweisen.

Dazu wurde zuerst anhand publizierter Rauschuntersuchungen [Ekström und Nettles; Berger et al., 2004] und eigener Erfahrungen aus der Analyse vertikaler seismischer Daten nach den Stationen mit dem geringsten langperiodischen horizontalen Rauschen gesucht. Da sich unter diesen Stationen auch BFO befindet, wurden die Daten dieser Station zuerst untersucht.

Horizontalseismometer werden im Frequenzbereich der Erdeigenschwingungen nicht nur durch einen höheren Rauschpegel beeinträchtigt. Das horizontale seismische Rauschen erweist sich zudem wegen des größeren Einflusses der lokalen Luftdruckverhältnisse als viel variabler als bei Vertikalseismometern. Luftdruckvariationen sind die dominante Quelle des horizontalen langperiodischen seismischen Rauschens. Der erste Schritt bei der Suche nach toroidalen Hintergrundeigenschwingungen war daher die Bestimmung des geringsten horizontalen Rauschpegels, der unter diesen Umständen zu erreichen ist. Um den Pegel und die spektrale Struktur des minimalen, horizontalen seismischen Rauschuntergrunds abzuschätzen, wurden zwei verschiedene Ansätze verwendet: Die Berechnung monatlicher Quartilspektren und die gezielte Auswahl von Zeiträumen mit niedrigem Rauschpegel.

Abb. 6.1 zeigt ein Quartilspektrogramm für das in Ost-West-Richtung orientierte horizontale STS-1-Seismometer an der Station BFO für die Jahre 1996-2006. Die Vorgehensweise zur Berechnung eines solchen Spektrogramms ist in Abschnitt 3.4.2 beschrieben. Wie zu erkennen ist, nahm der Rauschpegel in den ersten Jahren etwas ab. Das Spektrum im oberen Bildteil – der Median aus den Quartilspektren – zeigt, daß der Rauschpegel hier nur wenige Dezibel über dem an einigen GRSN-Stationen gemessenen vertikalen Rauschen liegt.

Für die sphäroidalen Fundamentalmoden mit Perioden um 200 s beträgt das Verhältnis zwischen horizontaler und vertikaler Bodenbeschleunigung etwa 0.7. Damit sind die horizontalen Beschleunigungen nur wenig kleiner als die vertikalen, und bei entsprechend niedrigem Rauschpegel müßten die sphäroidalen Hintergrundeigenschwingungen auch in horizontalen seismischen Daten nachgewiesen werden können.

Tatsächlich fallen bei genauer Betrachtung dieses Spektrums und des Spektrogramms einige durchgehende Spektrallinien auf. Ob diese technischer Natur sind oder auf die Detektion sphäroidaler oder gar toroidaler Hintergrundeigenschwingungen hindeuten, läßt sich hier jedoch schwer beurteilen.

Um diese Spektrallinien stärker hervorzuheben, wurden aus den Daten der Jahre 1996-2006 gezielt die ruhigsten Zeiträume ausgewählt. Dazu wurden die Seismo-

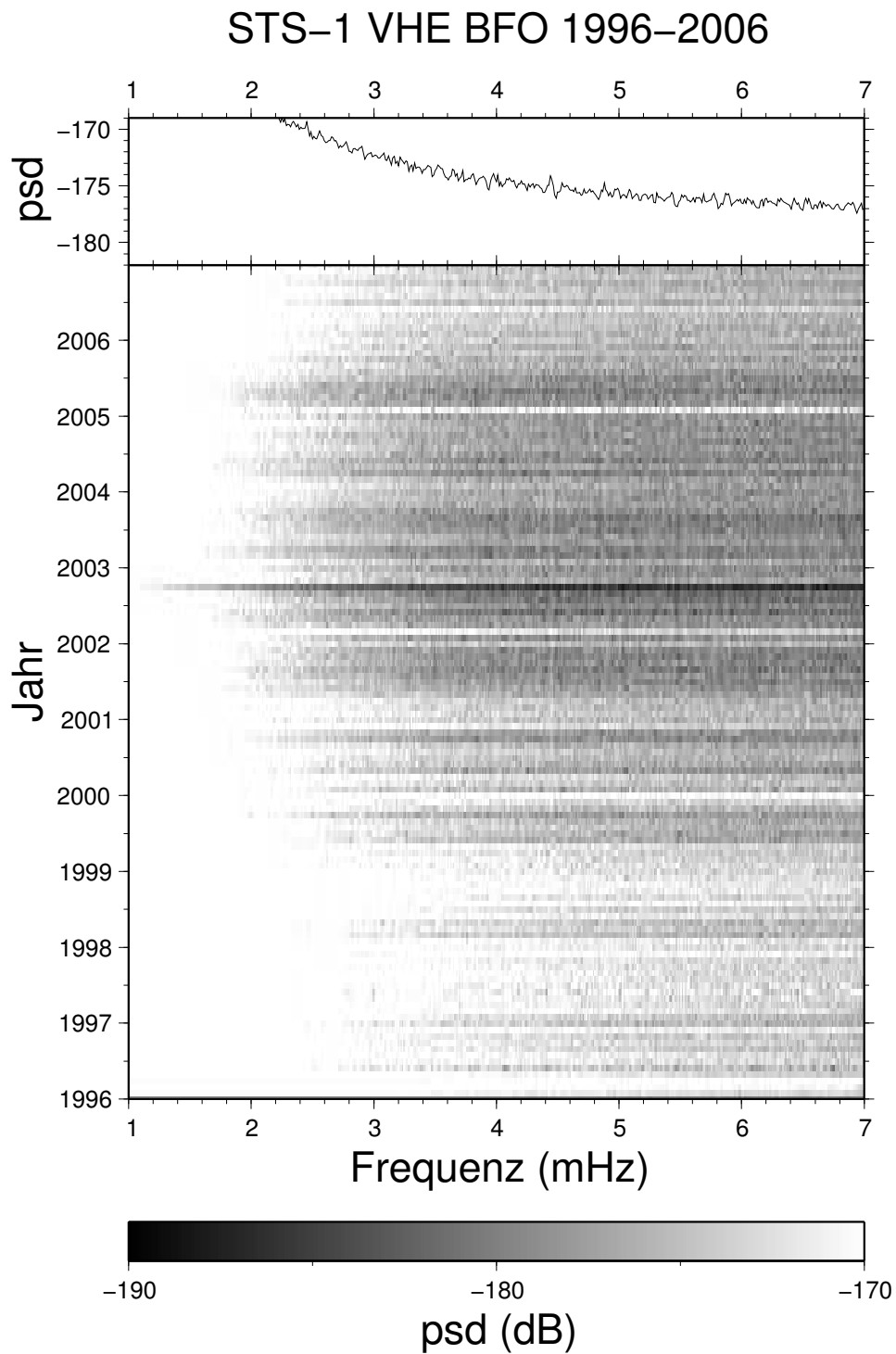


Abb. 6.1: Quartilen-Spektrogramm für die Daten des STS-1-E-Seismometers an der Station BFO. Oben: Medianspektrum

gramme zunächst in Segmente der Länge 24 Stunden mit 12 Stunden Überlap-pung unterteilt. Für diese (nach Abzug einiger Datenlücken) gut 7500 Segmente wurde dann jeweils die mittlere spektrale Leistungsdichte zwischen 3 und 7 mHz berechnet. Die 1000 Zeitabschnitte mit der geringsten Signalleistung wurden aus-gewählt und bildeten dann die Basis für die weiteren Untersuchungen. In Abb. 6.2 sind Leistungsdichtespektren für diese Zeitfenster zu einem Quasi-Spektrogramm, einem Spektrogramm mit einer un stetigen Zeitachse, angeordnet. Wie die links angegebene Jahreszahlen zeigen, sind die ruhigsten Zeiträume nicht gleichmäßig über die 11 Jahre verteilt. Insbesondere aus den Jahren 1996-1998 wurden nur wenige Segmente berücksichtigt. Die relativ gleichmäßige Verteilung der aus den Jahren 2000-2006 ausgewählten Zeitfenster läßt jedoch den Schluß zu, daß die getroffene Auswahl eine repräsentative Stichprobe darstellt und für die Bestim-mung eines minimalen, permanent vorhandenen Rauschuntergrundes geeignet ist. In diesem Zeitraum hat sich das horizontale Restrauschen an der Station BFO offenbar kaum verändert.

Ähnlich wie Abb. 6.1 zeigt auch Abb. 6.2 durchgängige vertikale Linien. Besonders auffällig ist eine Linie bei 4.4 mHz, jedoch sind weitere zu erkennen, etwa zwischen 4.7 und 5.3 mHz, wo mehrere Spektrallinien im gleichmäßigen Abstand von ca. 0.1 mHz auszumachen sind. Diese Spektrallinien ähneln denen, die in Spektro-grammen vertikaler seismischer Daten auftreten, und legen die Vermutung nahe, daß es sich hier um einen Hinweis auf horizontale Hintergrundeigenschwingun-gen handeln könnte. Auch die Tatsache, daß die ermittelten Absolutwerte der spektralen Leistungsdichte nur wenig über -180 dB und somit im Bereich der mit vertikalen Daten gefundenen Detektionsschwelle liegen, deutet auf eine Detektion von Hintergrundeigenschwingungen hin, wenngleich weitere Untersuchungen nö-tig sind, um zu klären, ob es sich dabei um sphäroidale oder toroidale Moden handelt.

Um sicherzustellen, daß die an der Station BFO beobachtete spektrale Struktur keine lokale Besonderheit darstellt, sondern eine universelle Eigenschaft des ho-rizontalen seismischen Rauschens ist, wurden die Daten von ca. 30 weiteren Sta-tionen mit besonders niedrigen horizontalen Rauschpegeln untersucht. Bei drei weiteren Stationen sowie einem zweiten Seismometer an der Station BFO (dem zum GRSN gehörenden STS-2-Seismometer) fanden sich ebenfalls schwache Hin-weise auf horizontale Hintergrundeigenschwingungen. Diese Stationen und die jeweiligen Zeiträume sind in Tab. 6.1 aufgelistet.

Für alle Stationen wurden, wie oben beschrieben, die 1000 Zeitfenster mit dem minimalen Rauschpegel ausgewählt. Für diese wurden Quasi-Spektrogramme ent-sprechend Abb. 6.2 erstellt (s. Anhang A.4). Die jeweiligen Medianspektren dazu sind in Abb. 6.3 gezeigt, die Spektren der anderen Stationen wurden zur besse-ren Unterscheidbarkeit gegenüber dem BFO-STS-1-Spektrum (VHE) angehoben. Zur Verdeutlichung der Unterschiede zwischen horizontalem und vertikaalem Rau-schen wurde ein Spektrum für die Daten des vertikalen STS-1-Seismometers an der Station BFO hinzugefügt (BFO VHZ). Die Frequenzen der sphäroidalen und

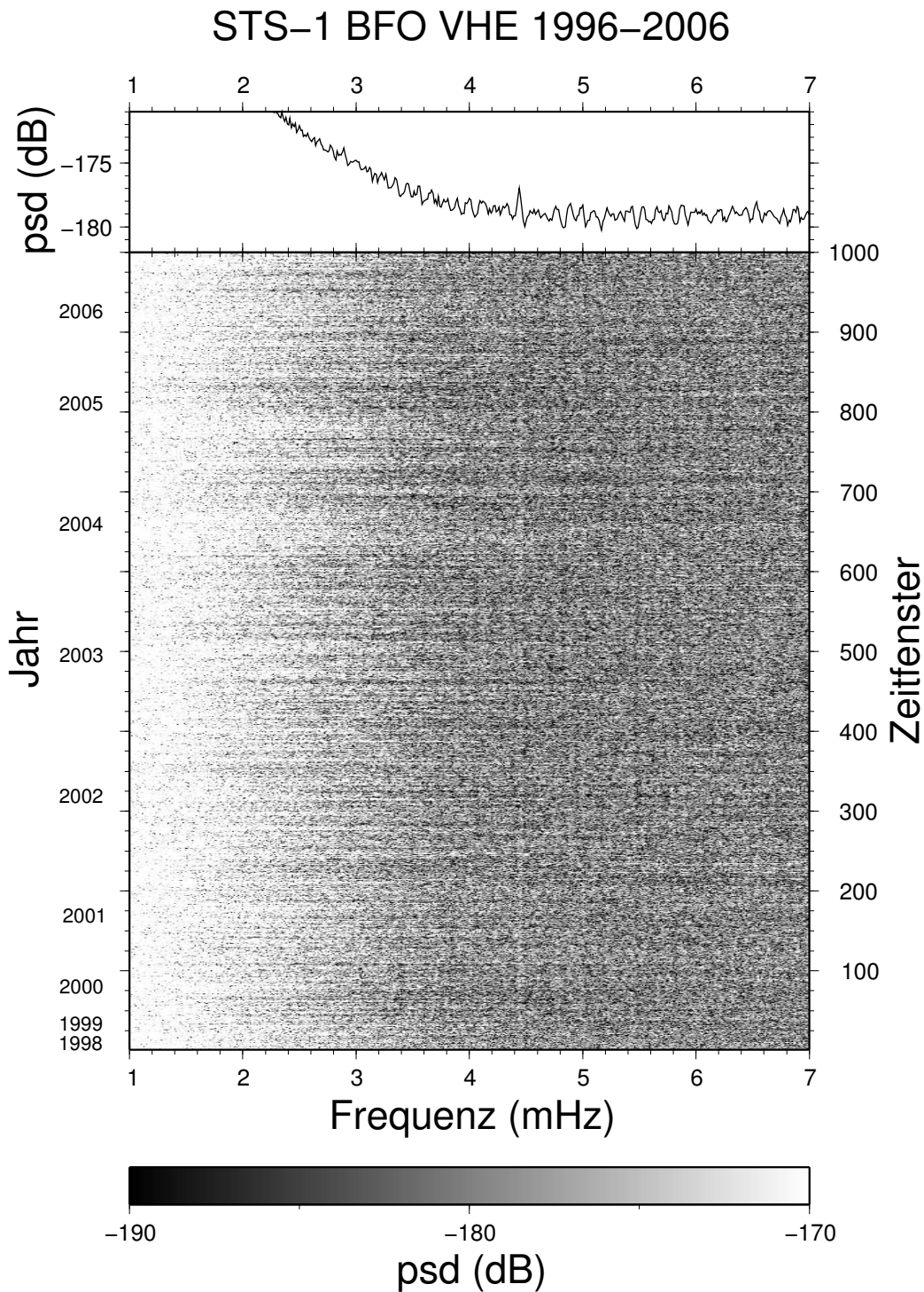


Abb. 6.2: Quasi-Spektrogramm für die Daten des STS-1-E-Seismometers an der Station BFO. Ausgewählt wurden die 1000 Segmente mit der geringsten Signalleistung. Oben: Medianspektrum.

Stationsname	BFO		TTO	MAJO	BJT
Netzwerk	IRIS-IDA/GRSN		F-net	IRIS-USGS	CDSN
Ort	Schiltach		Takato	Matsushiro	Baijiatuan
Land	Deutschland		Japan	Japan	China
Breitengrad	48.33°N		35.84°N	36.54°N	40.04°N
Längengrad	8.33°E		138.12°E	138.21°E	116.18°E
Zeitraum	1996-2006		1999-2006	1996-2006	1994-2006
Kanal	VHE	LHE	LHN	VHE	VHN
Seismometer	STS-1	STS-2	STS-1	STS-1	STS-1

Tab. 6.1: Stationen, an denen horizontale Hintergrundeigenschwingungen nachgewiesen werden konnten

toroidalen Fundamentalmoden sind durch senkrechte Linien angedeutet. Die fünf horizontalen Spektren weisen untereinander eine große Ähnlichkeit auf, d.h., die beobachtete spektrale Struktur ist kein lokaler Effekt, sondern eine uni-

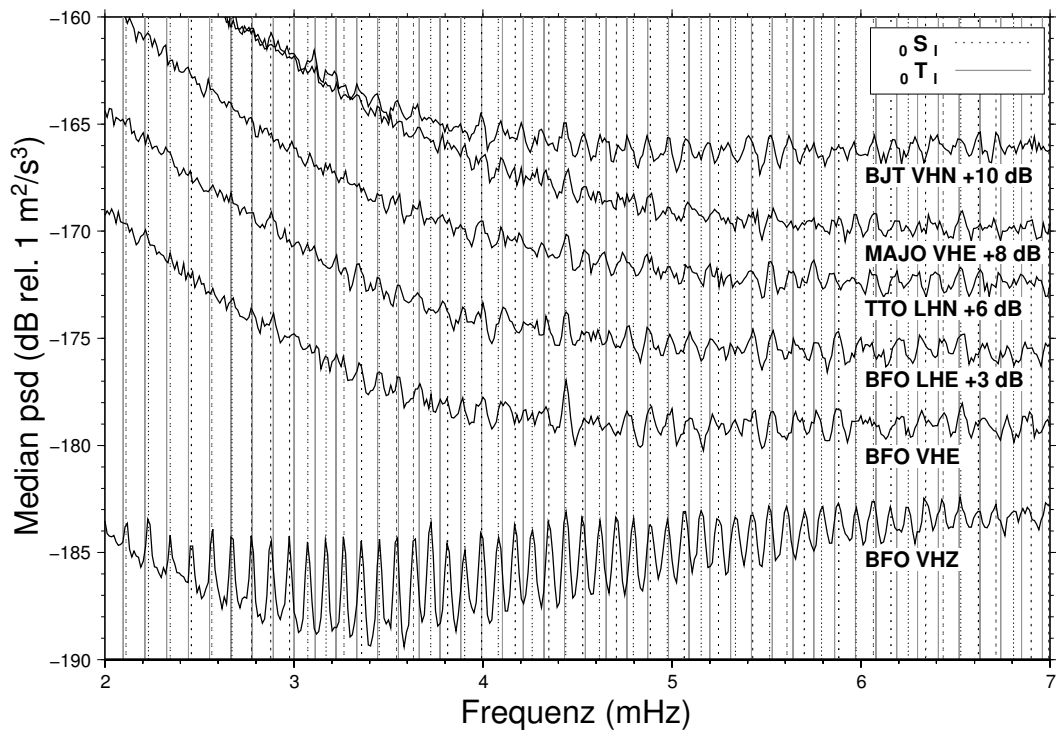


Abb. 6.3: Horizontale Rauschspektren für die in Tab. 6.1 aufgelisteten Stationen. Zum Vergleich wurde ein Spektrum für die Vertikalkomponente an der Station BFO hinzugefügt. Vertikale Linien markieren die Frequenzen der Fundamentalmoden.



verselle Eigenschaft des horizontalen seismischen Rauschens. Im Gegensatz zur Vertikalkomponente ist es bei den horizontalen Spektren jedoch nicht möglich, jedes Maximum zweifelsfrei einer Mode zuzuordnen. Dies dürfte einerseits am viel geringeren Signal-Rausch-Verhältnis liegen, andererseits könnte es ein Hinweis auf die Überlagerung der sphäroidalen Fundamentalmoden mit weiteren Modenästen wie etwa den toroidalen Fundamentalmoden sein. Eine solche Überlagerung würde die Identifikation einzelner Moden im Spektrum zusätzlich erschweren.

Wie aus den senkrechten Linien in Abb. 6.3 zu ersehen ist, sind die Abstände zwischen benachbarten Fundamentalmoden für die Toroidalschwingungen etwas größer als für die Sphäroidalschwingungen. Dies führt dazu, daß einige toroidale Moden mit einer sphäroidalen zusammenfallen, während andere genau zwischen zwei sphäroidalen Moden zu liegen kommen. Bei genauerer Betrachtung der horizontalen Spektren in Abb. 6.3 fällt nun auf, daß die spektrale Leistungsdichte genau dort, wo sphäroidale und toroidale Moden zusammenfallen (z.B. um 4.0, 4.4, 4.9 und 5.5 mHz), ausgeprägtere Minima und Maxima aufweist als in den Bereichen dazwischen (z.B. um 3.7, 4.2, und 4.6 mHz). Das Spektrum mit dem niedrigsten Untergrundrauschen, BFO VHE, enthält zwischen 3 und 5 mHz lediglich drei Maxima, die sich keiner sphäroidalen oder toroidalen Fundamentalmode zuweisen lassen. Auch wenn das geringe Signal-Rausch-Verhältnis eine eindeutige Zuordnung aller Maxima verhindert, hat es also doch den Anschein, als liege eine permanente Anregung sowohl sphäroidaler als auch toroidaler Fundamentalmoden mit vergleichbaren Amplituden vor.

Auffällig im Spektrum BFO VHE ist das stark ausgeprägte Maximum bei 4.4 mHz. Bei dieser Frequenz wurde auch an anderer Stelle bereits eine verhältnismäßig starke Anregung von Erdeigenschwingungen beobachtet. Als am 15.06.1991 der Pinatubo auf den Philippinen ausbrach, hatte dies u.a. eine selektive Anregung sphäroidaler Fundamentalmoden bei ca. 3.7 und 4.4 mHz zur Folge, die weltweit zu beobachten war [Kanamori und Mori, 1992; Widmer und Zürn, 1992]. Da die Frequenzen von 3.7 und 4.4 mHz denen der fundamentalen akustischen Schwingung und der fundamentalen Schwereschwingung der Erdatmosphäre entsprechen, wurde angenommen, daß die Atmosphäre durch die bei der Eruption freigesetzte Wärme in Schwingung versetzt wurde und diese atmosphärischen Oszillationen die beobachteten Erdeigenschwingungen anregten [Kanamori und Mori, 1992; Kanamori et al., 1994].

Neben diesem Ausnahmeereignis gibt es jedoch noch eine weitere Beobachtung einer verstärkten Anregung der Eigenschwingungen  ${}_0S_{29}$  und  ${}_0S_{37}$  bei 3.7 und 4.4 mHz. Nishida et al. [2000] untersuchten die sphäroidalen Hintergrundeigenschwingungen anhand der Daten von 25 vertikalen Breitbandseismometern aus 10 Jahren und fanden für die Moden  ${}_0S_{29}$  und  ${}_0S_{37}$  eine Erhöhung der mittleren Amplitude um 20 bzw. 10%. Sie werteten das als Hinweis auf eine atmosphärische Anregung der sphäroidalen Hintergrundeigenschwingungen. Diese Erhöhungen sind auch im Spektrum für BFO VHZ in Abb. 6.3 zu sehen, aber da sowohl bei diesen Beobachtungen als auch nach der Pinatubo-Eruption die Moden  ${}_0S_{29}$

und  ${}_0S_{37}$  zusammen auftraten, die horizontalen Spektren jedoch keine Erhöhung bei 3.7 mHz zeigen, ist ein Zusammenhang mit der Spektrallinie bei 4.4 mHz in Abb. 6.3 fraglich.

Eine naheliegende Erklärung für ein Maximum bei 4.4 mHz wäre die Überlagerung der Moden  ${}_0T_{35}$  (4.43 mHz) und  ${}_0S_{37}$  (4.44 mHz). Eine solche Überlagerung sollte zu einem deutlichen Maximum der spektralen Leistungsdichte führen. Allerdings ist auch diese Erklärung zweifelhaft, da es auch bei anderen Frequenzen eine Überlagerung einer sphäroidalen und einer toroidalen Mode gibt, z.B. von  ${}_0T_{31}$  und  ${}_0S_{32}$  bei 4.0 mHz, ohne daß dies ein vergleichbares Maximum im Spektrum zur Folge hat. In den Spektren BFO LHE, TTO LHN, MAJO VHE und BJT VHN sind die Maxima bei 4.0 und 4.4 mHz vergleichbar, die Erhöhung im Spektrum BFO VHE kann jedoch nicht allein auf die Überlagerung zweier Fundamentalmoden zurückgeführt werden und bleibt als unerklärte Beobachtung bestehen.

Aus den obigen Ausführungen wird ein Problem bei der Interpretation der horizontalen Spektren in Abb. 6.3 deutlich: Im Gegensatz zu den vertikalen könnten horizontale Spektren gegebenenfalls auch toroidale Moden enthalten. Dadurch wird die Identifikation einzelner Moden im Spektrum erheblich erschwert. Eine klare Trennung von sphäroidalen und toroidalen Moden ist in solchen Leistungsdichtespektren nicht möglich.

Wie in Kapitel 2 bereits ausgeführt, können fundamentale Erdeigenschwingungen jedoch auch als stehende Oberflächenwellen angesehen werden. Die Anregung toroidaler Fundamentalmoden ist gleichbedeutend mit der Anregung der Love-Wellen-Grundmode, die sphäroidalen Fundamentalmoden entsprechen stehenden Rayleigh-Wellen. Sollte es also möglich sein, im horizontalen seismischen Rauschen der in Tab. 6.1 aufgelisteten Stationen unabhängig voneinander Rayleigh- und/oder Love-Wellen nachzuweisen, könnte dies entscheidende Hinweise auf die Art der horizontalen Hintergrundeigenschwingungen liefern.

Ein naheliegender Ansatz zur Detektion und Unterscheidung seismischer Oberflächenwellen wäre der Einsatz von Array-Methoden wie in Kapitel 5. Angesichts der wenigen Stationen mit ausreichend niedrigem Rauschpegel ist dies jedoch nicht möglich. In allen drei im vorigen Kapitel verwendeten Netzwerken verlief die Suche nach weiteren geeigneten Stationen erfolglos. Als ebenso ungeeignet erwiesen sich Methoden, bei denen anhand der Amplituden- und Phasenverhältnisse für die Vertikal-, Nord/Süd- und Ost/West-Komponente an einer Station die Polarisation der Wellen ermittelt wird. Dies ist nur für bereits lokalisierte Erdbeben möglich, nicht jedoch für seismisches Rauschen, dessen Ursprung unbekannt ist und bei dem darüberhinaus mit mehreren simultanen Quellen zu rechnen ist.

Eine Methode, mit der schon mit den Daten eines einzelnen Ein-Komponenten-Seismometers langperiodische Oberflächenwellen identifiziert werden können, wurde von Ekström [2001] vorgeschlagen. Er nutzte die Tatsache aus, daß sich bei Perioden über 100 s laterale Heterogenitäten im Erdmantel weniger stark auswirken als bei kürzeren Perioden, und die Zeit, die Rayleigh-Wellen für einen vollen Umlauf um die Erde benötigen, weitgehend unabhängig vom jeweiligen Laufweg

ist. Also kehren die Rayleigh-Wellen unabhängig von ihrer Ausbreitungsrichtung stets nach etwa derselben Zeit (ca. 3 Stunden) an einen bestimmten Punkt zurück. Da die Ausbreitungseigenschaften langperiodischer Rayleigh-Wellen durch die intensive seismologische Forschung der letzten Jahrzehnte sehr gut bekannt sind, lassen sich die Dämpfung und Dispersion, die ein Wellenzug bei einem kompletten Umlauf erfährt, vorhersagen. Ausgehend von R1 und R2 lassen sich also die Wellenzüge höherer Ordnung berechnen:

$$R[n + 2](\omega) = O_{GC}(\omega)R[n](\omega).$$

Dabei ist

$$O_{GC}(\omega) = -e^{\pi\omega a\left(\frac{2i}{c(\omega)} - \frac{1}{Q(\omega)U(\omega)}\right)}$$

ein sogenannter Großkreisoperator, der die Dämpfung und die Dispersion einer Rayleigh-Welle für einen kompletten Umlauf beinhaltet.  $a$  ist der Erdradius,  $Q(\omega)$  der Gütefaktor,  $c(\omega)$  und  $U(\omega)$  sind die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeiten der Rayleigh-Wellen.

Zum Nachweis langperiodischer Rayleigh-Wellen im seismischen Rauschen wandte Ekström einen solchen Operator auf vertikale seismische Daten an. Er zog dabei einen inversen Großkreisoperator  $O_{GC}^{-1}$  vor, der  $R[n+2]$  in  $R[n]$  überführt. Dies hat den Vorteil, daß durch die inverse Dispersion Wellenpakete entstehen, die zeitlich stärker konzentriert sind als im umgekehrten Fall und sich Fehler durch die Vernachlässigung lateraler Heterogenitäten weniger stark auswirken. Enthalten die seismischen Daten nun Rayleigh-Wellen bis zur 3. oder 4. Ordnung, liefert der inverse Großkreisoperator ein Signal, welches dem ursprünglichen Seismogramm ähnlich ist, da der Wellenzug R3 in einen zu R1 ähnlichen Wellenzug  $R1^*$  transformiert wird, R4 in  $R2^*$  usw. Vergleicht man die ursprünglichen Seismogramme mit den transformierten durch Berechnung der Kreuzkorrelationsfunktion (s. Kapitel 4), kann der Wert der Korrelation beim Zeitversatz  $\Delta t = 0$  als Indikator für die Präsenz mehrfach umlaufender Rayleigh-Wellen verwendet werden.

Durch die Anwendung dieses Verfahrens auf vertikale seismische Daten konnte Ekström die permanente Existenz langperiodischer Rayleigh-Wellen erstmals direkt im Zeitbereich nachweisen. Wie die vorangegangenen Studien zum Nachweis der Hintergrundeigenschaften beschränkte er sich jedoch auf vertikale Daten, so daß unklar blieb, ob neben der steten Anregung von Rayleigh-Wellen auch Love-Wellen permanent vorhanden sind.

Im Gegensatz zur Analyse von Amplitudenspektren bietet das von Ekström entwickelte Verfahren zur Detektion langperiodischer Oberflächenwellen den Vorteil, daß klar zwischen Rayleigh- und Love-Wellen und somit zwischen sphäroidalen und toroidalen Moden unterschieden werden kann. Während für

die Unterscheidbarkeit zweier Moden im Spektrum der Frequenzabstand entscheidend ist, ist der entscheidende Parameter bei propagierenden Wellen deren Ausbreitungsgeschwindigkeit. Da Love-Wellen eine höhere Gruppengeschwindigkeit aufweisen als Rayleigh-Wellen (bei  $T = 200$  s ca. 4.4 km/s für Love- und ca. 3.6 km/s für Rayleigh-Wellen), weichen auch die jeweiligen Großkreisoperatoren  $O_{GC,Rayleigh}$  und  $O_{GC,Love}$  voneinander ab. Durch die Anwendung der inversen Großkreisoperatoren für Rayleigh- und Love-Wellen und den nachfolgenden Vergleich der Seismogramme durch Kreuzkorrelation lassen sich seismische Daten also unabhängig voneinander auf Rayleigh- und Love-Wellen untersuchen. Dies wurde für die Daten der Stationen BFO und TTO durchgeführt, das Resultat zeigt Abb. 6.4. Um ein vollständiges Bild zu erhalten, wurden jeweils alle drei Komponenten auf Rayleigh- und Love-Wellen untersucht. Dazu wurden wie für die Berechnung der Leistungsdichtespektren in Abb. 6.3 für jeden Kanal die tausend 24-stündigen Zeitfenster mit minimaler Signalleistung zwischen 3 und 7 mHz verwendet. Nach der Filterung der Daten zwischen 2.5 und 10 mHz wurde für jedes Segment die Kreuzkorrelation zwischen dem ursprünglichen und dem transformierten Seismogramm berechnet, danach wurde für jeden Kanal aus den 1000 Kreuzkorrelationsfunktionen punktweise der Median gebildet. Auch hier wurde der Median dem arithmetischen Mittel vorgezogen, wengleich Tests mit einer einfachen Mittelung nahezu identische Ergebnisse lieferten.

Die erste Zeile zeigt die eindeutige Detektion von Rayleigh-Wellen in den vertikalen Daten. Dies entspricht der Analyse von Ekström [2001] und ist nicht

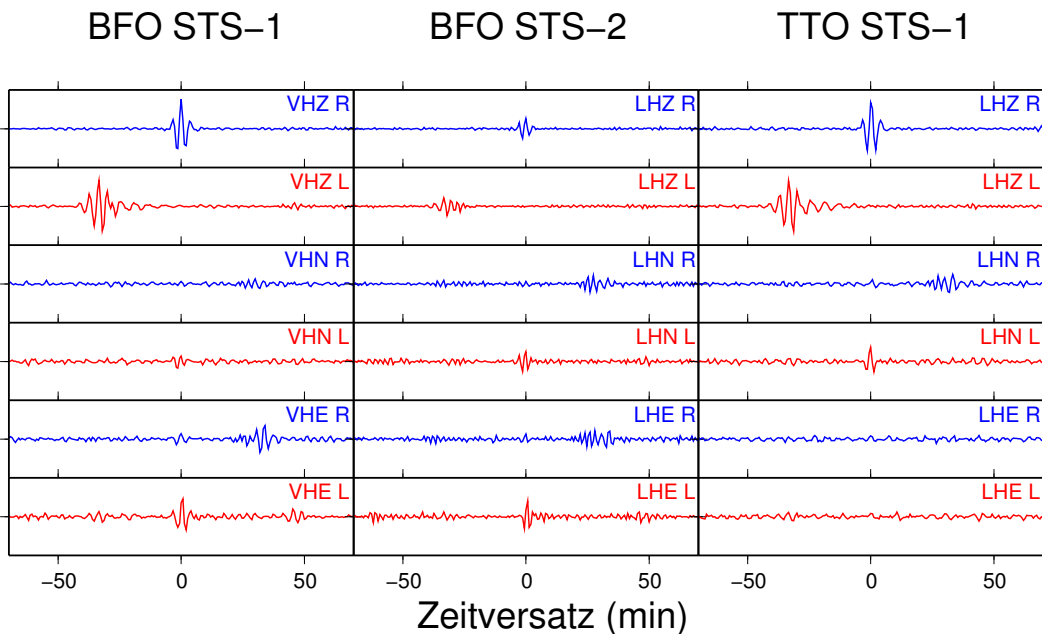


Abb. 6.4: Kreuzkorrelation zur Detektion von permanent angeregten Rayleigh- und Love-Wellen. R: Rayleigh-Wellen, L: Love-Wellen

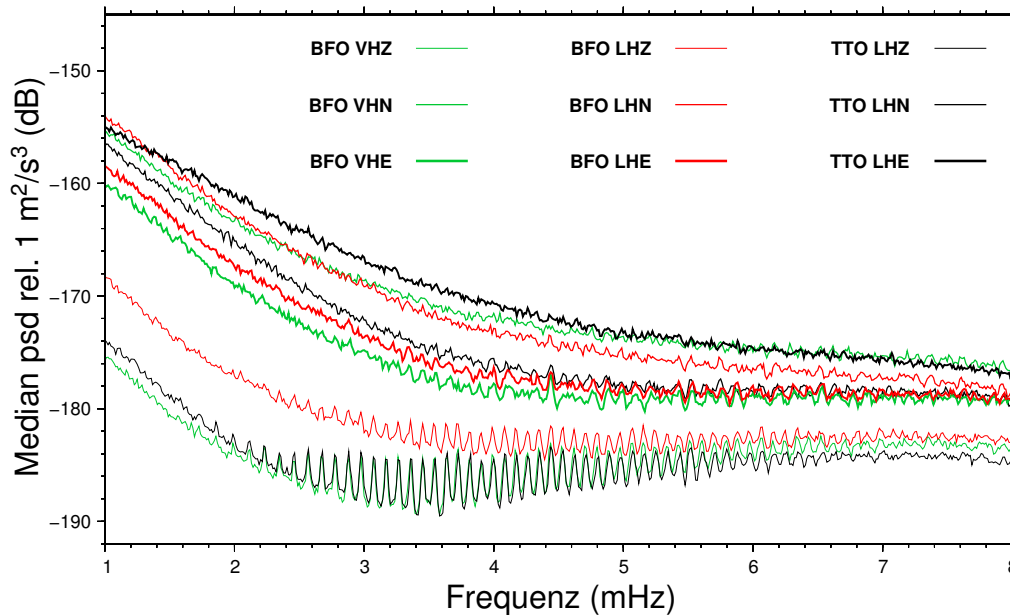


Abb. 6.5: Medianspektren für die jeweils 1000 ruhigsten Zeitfenster.

überraschend, da in den zugehörigen Leistungsdichtespektren (Abb. 6.5) die für die sphäroidalen Hintergrundschwingungen charakteristische Kammstruktur deutlich zu erkennen ist. Auch der Test der vertikalen Daten auf Love-Wellen in der zweiten Zeile zeigt das erwartete Resultat: Love-Wellen sind horizontal polarisiert und daher mit Vertikalseismometern nicht meßbar. In allen drei Fällen fällt der Test auf Love-Wellen negativ aus, der Median der Kreuzkorrelation verschwindet für  $\Delta t = 0$ . Stattdessen treten hier auffällige Wellenzüge bei  $\Delta t \approx -30$  min auf. Diese sind eine Folge der Anwendung des falschen Großkreisoperators, eines Operators für Love-Wellen, auf Daten, in denen Rayleigh-Wellen enthalten sind. Die beobachtete Zeitdifferenz entspricht der Differenz der Umlaufzeiten für Rayleigh- und Love-Wellen.

Die Untersuchung der horizontalen Daten liefert nun jedoch positive Resultate sowohl für Rayleigh- als auch für Love-Wellen. An der Station BFO sind in den Daten der Ost/West-Komponenten bei beiden Seismometern beide Arten von Oberflächenwellen nachweisbar. Dasselbe gilt für die Nord/Süd-Komponente an der Station TTO. Darüberhinaus sind auch in den Daten der Nord/Süd-Komponente an der Station BFO Love-Wellen vorhanden. Die teilweise auftretenden Wellenzüge bei  $\Delta t \approx 30$  min kommen durch die Anwendung des inversen Rayleigh-Wellen-Operators auf Love-Wellen zustande. In den Daten der Ost/West-Komponente an der Station TTO sind aufgrund des höheren Rauschpegels weder Love- noch Rayleigh-Wellen nachweisbar.

In allen Fällen, in denen sowohl Rayleigh- als auch Love-Wellen sichtbar sind, ist die Kreuzkorrelation bei  $\Delta t = 0$  für Love-Wellen etwa dreimal so groß wie für

Rayleigh-Wellen, was darauf hindeutet, daß die Love-Wellen-Amplitude etwas größer ist als die Rayleigh-Wellen-Amplitude. Aus dem Verhältnis der Korrelationen ergäbe sich ein Amplitudenverhältnis von  $\sqrt{3} \approx 1.7$ . Allerdings sind die Wellenpakete für Love-Wellen wegen der geringeren Dispersion zeitlich stärker konzentriert als für Rayleigh-Wellen. Dies führt auch bei gleichen Amplituden zu einer größeren Kreuzkorrelation für Love-Wellen, so daß das Amplitudenverhältnis zwischen Love- und Rayleigh-Wellen unter 1.7 liegen dürfte. Die Spektren in Abb. 6.3 lassen kein Übergewicht der toroidalen gegenüber den sphäroidalen Moden oder umgekehrt erkennen. Es läßt sich also festhalten, daß toroidale und sphäroidale Moden in etwa gleich stark angeregt sind, eine genauere Bestimmung der relativen Amplituden ist aufgrund des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses nicht möglich. Die horizontale Amplitude eines sphäroidalen Multipletts ergibt sich aus der vertikalen Amplitude von ca. 4 pm/s<sup>2</sup> [Nishida und Kobayashi, 1999] und dem Amplitudenverhältnis zwischen horizontalen und vertikalen Verschiebungen von etwa 0.7 zu rund 3 pm/s<sup>2</sup>, die permanente Anregung der Toroidalmoden liegt in derselben Größenordnung.

Also konnte durch die Betrachtung langperiodischer Oberflächenwellen bestätigt werden, was nach der Auswertung der Leistungsdichtespektren bereits vermutet wurde: Die horizontalen Hintergrundeigenschwingungen der Erde setzen sich in etwa zu gleichen Teilen aus sphäroidalen und toroidalen Fundamentalmoden zusammen.

## 6.2 Schlußfolgerungen

Dies ist der erste Nachweis einer permanenten Anregung von toroidalen Erdeigenschwingungen bzw. von Love-Wellen mit Perioden über 100 s. Dadurch werden alle bisherigen Erklärungsversuche (s. Abschnitt 3.4.1) für die sphäroidalen Hintergrundeigenschwingungen in Frage gestellt. Alle derzeit favorisierten Modellvorstellungen für die Anregung der sphäroidalen Hintergrundeigenschwingungen beruhen auf Druckkräften, die auf die Erdoberfläche wirken. Da Druckkräfte stets senkrecht zur jeweiligen Oberfläche wirken, ist global gesehen nicht zu erwarten, daß sphäroidale und toroidale Eigenschwingungen zu gleichen Teilen angeregt werden. Stattdessen sollten solche Kräfte zu einem deutlichen Übergewicht der sphäroidalen Moden führen.

Dies wäre auch dann der Fall, wenn die toroidalen Moden nicht direkt durch eine Wechselwirkung mit der Atmosphäre oder der Hydrosphäre, sondern indirekt durch sphäroidal-toroidale Modenkopplung angeregt würden. Die Kopplung über die Corioliskraft infolge der Erdrotation ist nur für einige Paare eng beieinander liegender Moden stark genug, um bei einer einseitigen Anregung der sphäroidalen Moden gleiche Amplituden erklären zu können [z.B. Masters et al., 1983]. Diese Modenpaare liegen zudem alle unter 3 mHz. Ebenfalls nicht ausreichend ist die

durch Heterogenitäten im Erdmantel verursachte Kopplung zwischen sphäroidalen und toroidalen Moden.

Zur direkten Anregung toroidaler Moden sind Scherkräfte erforderlich, die parallel zur Erdoberfläche wirken. Hier könnten Tiefseeströmungen, der Seegang in flachem Wasser oder auch Winde eine Rolle spielen. Prinzipiell können solche horizontalen Scherkräfte jedoch Love- und Rayleigh-Wellen gleichermaßen anregen. Nur divergenzfreie Wirbelfelder können zu einer selektiven Anregung von Love-Wellen oder toroidalen Moden führen.

Aufgrund des geringen Signal-Rausch-Verhältnisses der toroidalen Hintergrund-eigenschwingungen läßt sich derzeit nicht feststellen, ob die sphäroidalen und toroidalen Moden zusammen oder unabhängig voneinander angeregt werden. Bei voneinander unabhängigen Quellmechanismen wäre es denkbar, daß die sphäroidalen Hintergrundeigenschwingungen wie zuletzt angenommen [Webb, 2007, 2008] durch Druckschwankungen am Meeresboden angeregt werden. Als Ursache für die permanente Anregung der toroidalen Moden kämen dann z.B. durch Luftwirbel hervorgerufene Scherkräfte infrage.

Im Fall der Meeresmikroseismik [z.B. Toksöz und Lacoss, 1968] und zuletzt auch bei längeren Perioden bis 100 s [Nishida et al., 2008] gibt es jedoch Hinweise darauf, daß Rayleigh- und Love-Wellen von denselben Quellgebieten ausgehen. Es liegt also nahe, daß derselbe Zusammenhang auch im Frequenzband der Hintergrundeigenschwingungen besteht und dieselben oder ähnliche Prozesse zur Anregung führen wie bei der Mikroseismik, nur daß Infraserewellen an die Stelle der kurzperiodischen Dünung bzw. Brandung treten. Allerdings ist auch über die Prozesse, die zur Anregung von Love-Wellen mit  $T < 30$  s führen, nichts bekannt, obwohl ihre Amplituden um ein bis zwei Größenordnungen größer sind als die des neu entdeckten langperiodischen Love-Wellen-Hintergrundes. Am plausibelsten als Ursache für die Anregung der toroidalen Hintergrundeigenschwingungen erscheinen derzeit die horizontalen Partikelbewegungen durch Infraserewellen im flachen Wasser [B. Romanowicz, *pers. Mitteilung*] sowie die Wechselwirkung von Infraserewellen mit der Bathymetrie [Nishida et al., 2008].





# Kapitel 7

## Zusammenfassung

Das Ziel der vorliegenden Arbeit war die Erforschung der Ursachen der Hintergrundeigenschaften der Erde. Dies sollte durch die Analyse seismischer Daten geschehen, wobei der Schwerpunkt auf der Anwendung von Methoden der Array-Seismologie – z.B. der Frequenz-Wellenzahl-Analyse – auf die Daten des Deutschen Regionalnetzes (*German Regional Seismic Network*, GRSN) liegen sollte.

Die an diesen Stationen zwischen 1996 und 2003 aufgezeichneten Daten wurden systematisch untersucht. Unter Zuhilfenahme der Quartilenstatistik wurden zunächst die spektralen Eigenschaften des seismischen Rauschens an diesen Stationen bei Perioden über 100 s ermittelt. Die Daten derjenigen Stationen, die während des gesamten Zeitraums die Detektion der Hintergrundeigenschaften erlaubten, wurden für eine Array-Analyse verwendet, um die Ausbreitungsrichtung der Hintergrund-Rayleigh-Wellen, der Entsprechung der sphäroidalen Hintergrundeigenschaften im Wellenbild, zu bestimmen. Diese Analyse ergab, daß die Hintergrund-Rayleigh-Wellen im jahreszeitlichen Wechsel ihre dominante Ausbreitungsrichtung ändern. Dies legt nahe, daß die Hintergrundeigenschaften im Laufe eines Jahres in verschiedenen Regionen angeregt werden. Die saisonalen Variationen zeigen dabei eine überraschende und zuvor nicht nachgewiesene Regelmäßigkeit.

Da für Oberflächenwellen mit nur einem Netzwerk zwar die Ausbreitungsrichtung, nicht aber die bereits zurückgelegte Distanz ermittelt werden kann, wurden die Daten zweier weiterer Netzwerke, des *Berkeley Digital Seismic Network* (BDSN) in Kalifornien und des *Full Range Seismograph Network of Japan* (F-net) in Japan analysiert. Die mit den GRSN-Daten gefundenen jahreszeitlichen Wechsel der Ausbreitungsrichtung und deren Regelmäßigkeit konnten bestätigt werden. Zudem wurden mit allen drei Netzwerken Kreuzpeilungen durchgeführt, um die möglichen Quellregionen der Hintergrundeigenschaften einzugrenzen. Als Quellen starker Hintergrund-Rayleigh-Wellen stellten sich dabei Gebiete im Nordpazifik, im Ostpazifik, im Südatlantik und im Indischen Ozean heraus. Auch hier waren saisonale Unterschiede zu beobachten. So kamen die stärksten Rayleigh-

Wellen im Nordwinter aus dem Nordpazifik, im Südwinter dagegen aus dem Südatlantik und dem Indischen Ozean.

Die Tatsache, daß alle so bestimmten Quellregionen in den Ozeanen liegen, deutet darauf hin, daß die Hintergrundeigenschaften ihren Ursprung tatsächlich, wie zuletzt verstärkt vermutet [z.B. Rhie und Romanowicz, 2004; Tanimoto, 2005; Webb, 2007], in den Ozeanen haben und nicht wie anfangs angenommen in der Atmosphäre [z.B. Kobayashi und Nishida, 1998; Fukao et al., 2002]. Unterstrichen wird dies durch den Nachweis der Anregung langperiodischer Rayleigh-Wellen im Zusammenhang mit Stürmen über dem Nordatlantik. Im Zeitraum von 1999 bis 2007 konnten mehr als 40 Fälle einer Anregung seismischer Rayleigh-Wellen mit Frequenzen unter 20 mHz infolge hohen Seegangs bei nordatlantischen Stürmen identifiziert werden.

Ein grundsätzliches Umdenken bei der Suche nach den Ursachen der Hintergrundeigenschaften verlangt die Entdeckung toroidaler Hintergrundeigenschaften. Alle bisher für die permanente Anregung der fundamentalen Sphäroidalmoden in Betracht gezogenen Modellvorstellungen basieren auf Druckkräften. Diese sind jedoch nicht in der Lage, wie beobachtet zu gleichen Teilen sphäroidale und toroidale Moden anzuregen, so daß für die Erklärung der toroidalen Hintergrundeigenschaften neue Denkansätze vonnöten sind. Falls die permanente Anregung der sphäroidalen und der toroidalen Fundamentalmoden gemeinsam erfolgt, müssen auch die Modelle für die Anregung der Sphäroidalmoden neu überdacht werden. Zu den horizontalen Kräften, die gleichzeitig sphäroidale und toroidale Erdeigenschaften hervorrufen könnten, zählen Scherkräfte, die durch Winde oder Infrarotwellen im Ozean auf den Erdboden bzw. den Meeresgrund ausgeübt werden.

Zwar sind damit zehn Jahre nach der Entdeckung der sphäroidalen Hintergrundeigenschaften die Ursachen nach wie vor nicht abschließend geklärt, jedoch mehren sich die Hinweise, daß Infrarotwellen in den Ozeanen bei der Anregung die entscheidende Rolle spielen. Diese Annahme wird durch die Ergebnisse dieser Arbeit untermauert. Damit ist es wahrscheinlich, daß zwischen dem „Summen der Erde“ und der bei höheren Frequenzen beobachteten Meereseismik ein enger Zusammenhang besteht und eine gemeinsame Betrachtung neue Erkenntnisse liefern könnte.

Allerdings ist auch die Anregung der Meereseismik noch immer nicht im Detail verstanden. Sowohl die Meereseismik als auch die Hintergrundeigenschaften sind Rauschprozesse, deren Quellen weiträumig verteilt und untereinander nicht kohärent sind, was deren Identifikation beträchtlich erschwert. Da die Hintergrundeigenschaften zudem aufgrund ihrer geringen Amplitude am Rande des Meßbaren sind, ist eine vollständige Erforschung der damit verbundenen Vorgänge ohne eine Erhöhung der Zahl optimal ausgestatteter Observatorien derzeit nicht zu erwarten. Neue Anhaltspunkte könnte jedoch die Untersuchung der Meereseismik liefern, die wegen ihrer größeren Amplituden leichter zugänglich ist.

# Anhang A

## Spektrogramme

### A.1 German Regional Seismic Network (GRSN)

Stationsname		Breite	Länge	Zeitraum	Abb.
BFO	Schiltach	48.33°N	8.33°E	1996-2006	A.1
BRG	Berggießhübel	50.87°N	13.94°E	1996-2006	A.2
BSEG	Bad Segeberg	53.94°N	10.32°E	1996-2006	A.3
BUG	Bochum	51.44°N	7.27°E	1996-2006	A.4
CLL	Collm	51.31°N	13.00°E	1996-2006	A.5
CLZ	Clausthal-Zellerfeld	51.84°N	10.37°E	1996-2006	A.6
FUR	Fürstenfeldbruck	48.16°N	11.28°E	1996-2006	A.7
GRFO	Gräfenberg	49.69°N	11.22°E	1996-2006	A.8
HLG	Helgoland	54.18°N	7.88°E	2002-2006	A.9
IBBN	Ibbenbüren	52.31°N	7.76°E	1996-2006	A.10
MOX	Moxa	50.64°N	11.62°E	1996-2006	A.11
RGN	Rügen	54.55°N	13.32°E	1996-2006	A.12
RUE	Rüdersdorf	52.48°N	13.78°E	2000-2006	A.13
STU	Stuttgart	48.77°N	9.19°E	1996-2006	A.14
TNS	Taunus	50.22°N	8.45°E	1996-2006	A.15
WET	Wettzell	49.14°N	12.88°E	1996-2006	A.16
WLF <sup>1</sup>	Walferdange	49.66°N	6.15°E	1996-2006	A.17

Tab. A.1: Übersicht der gezeigten Spektrogramme. <sup>1</sup>GEOFON-Station.

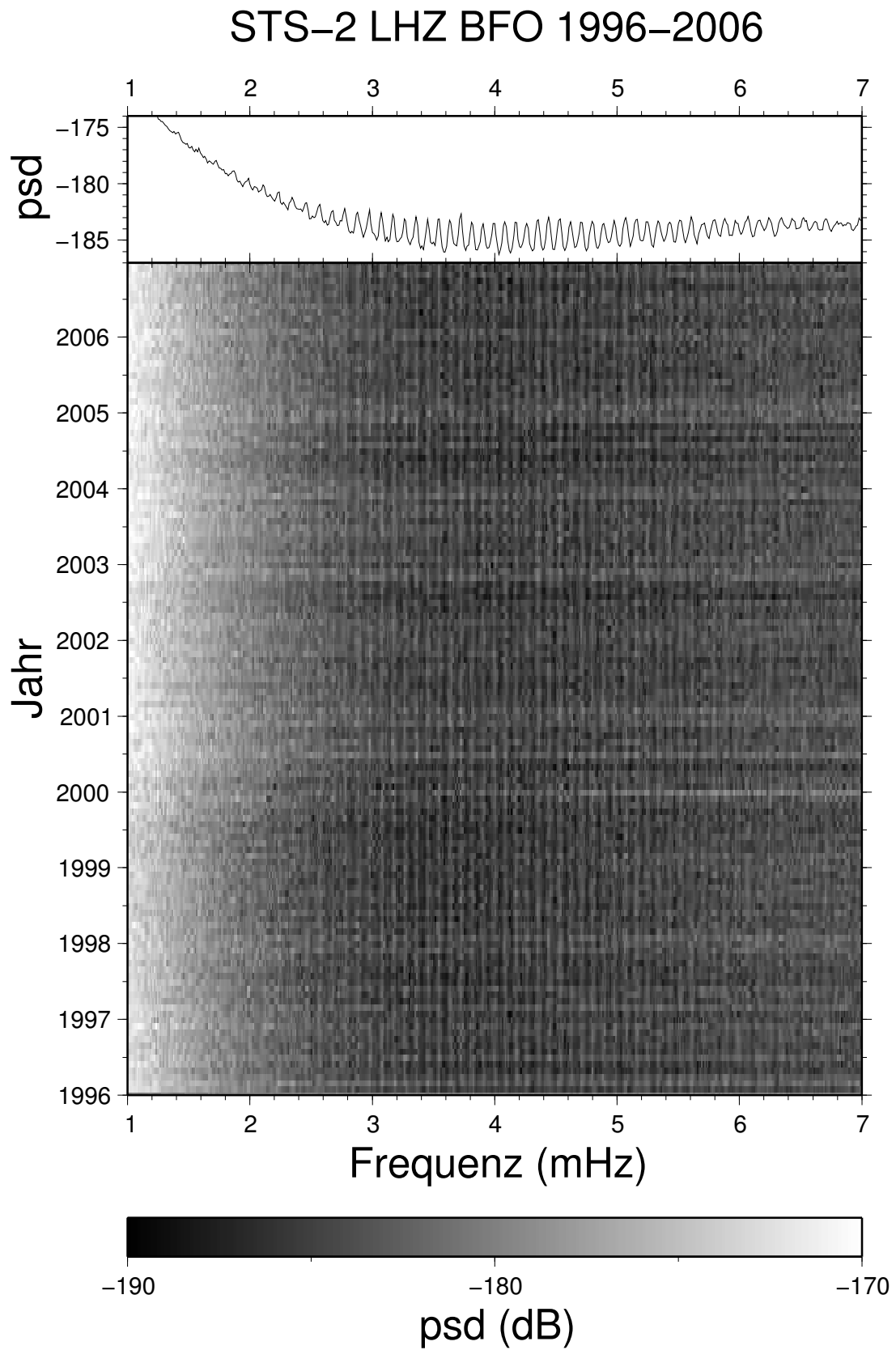


Abb. A.1: Langzeitspektrogramm für die Station BFO

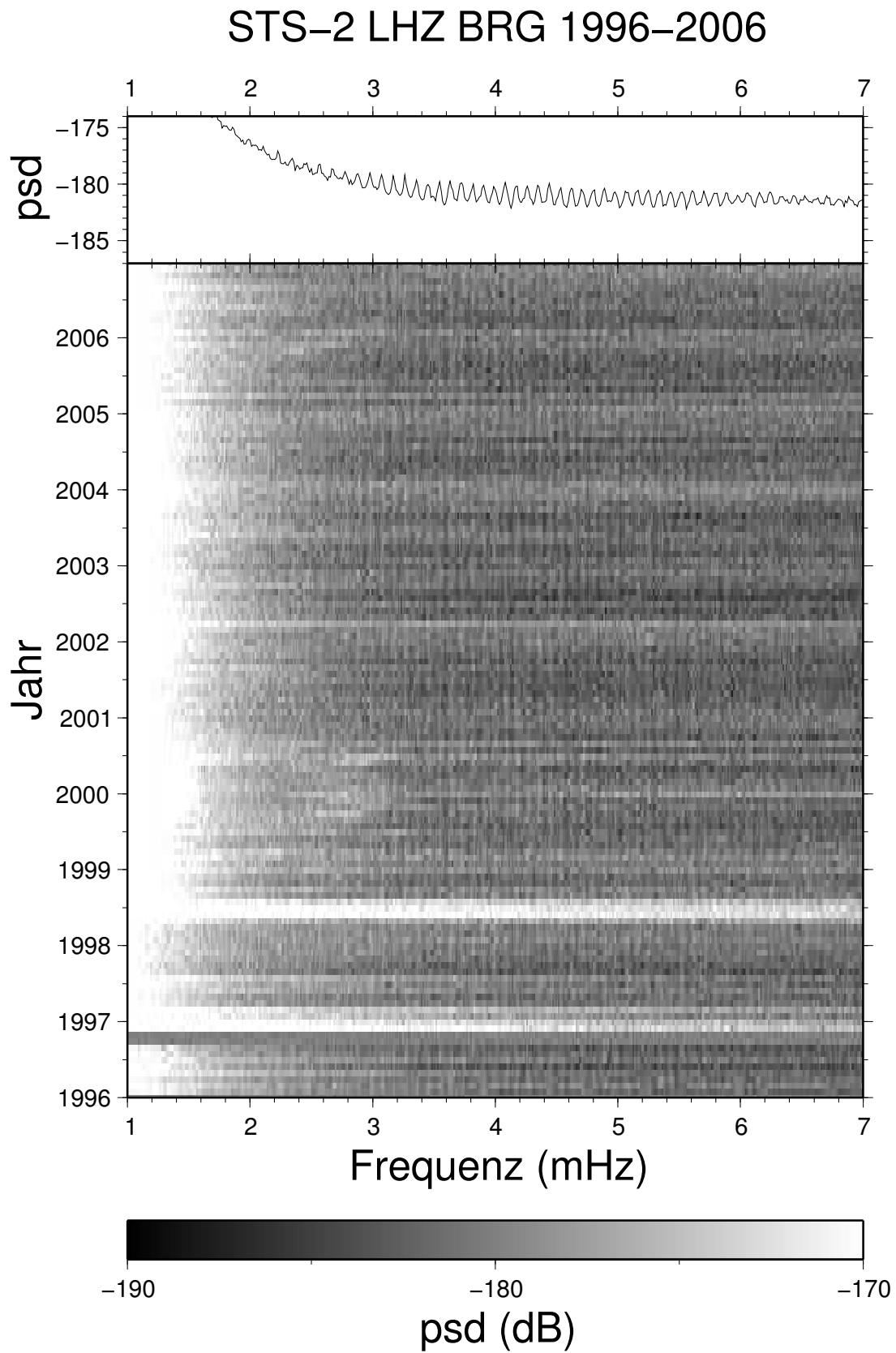


Abb. A.2: Langzeitspektrogramm für die Station BRG

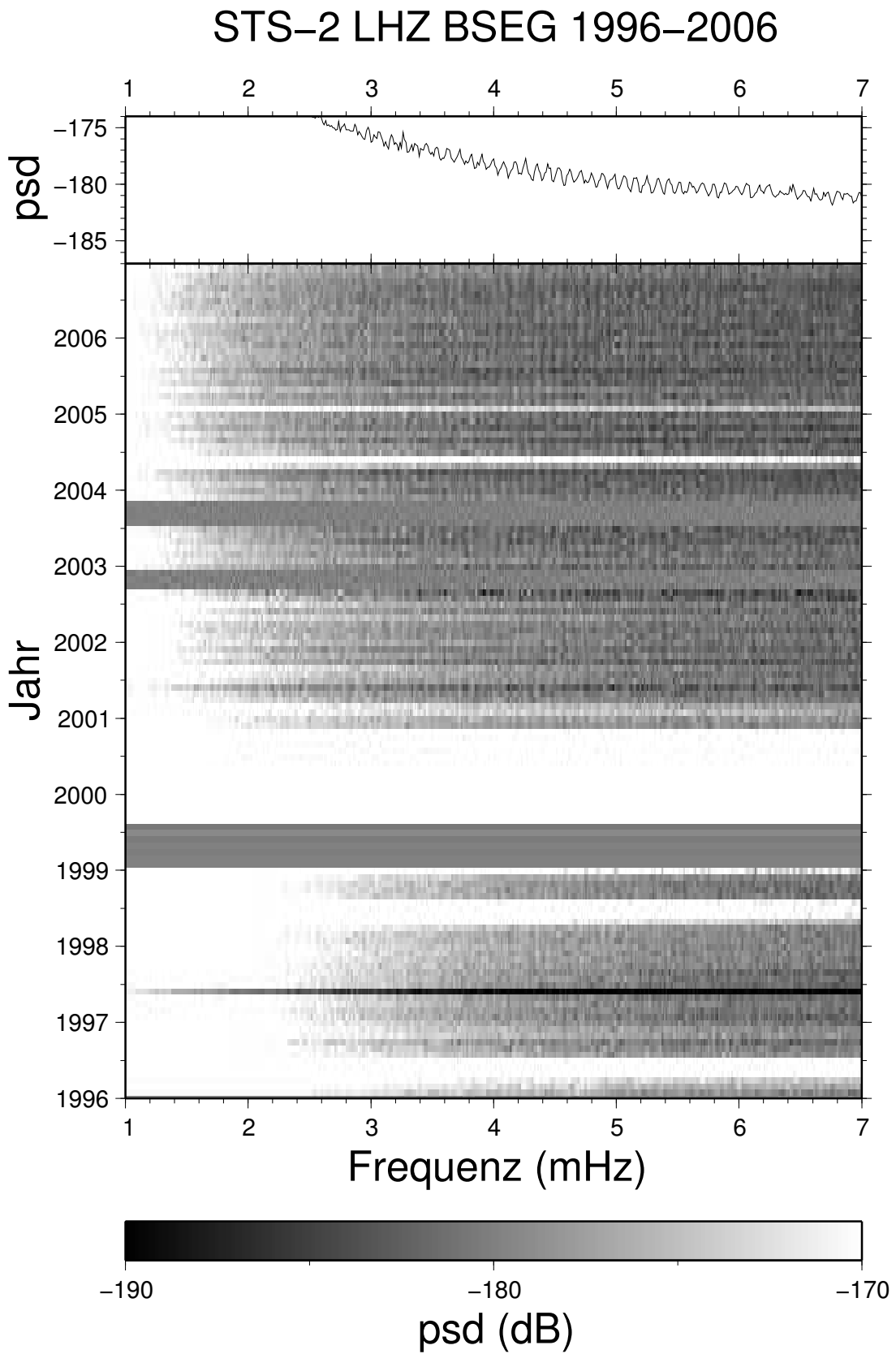


Abb. A.3: Langzeitspektrogramm für die Station BSEG

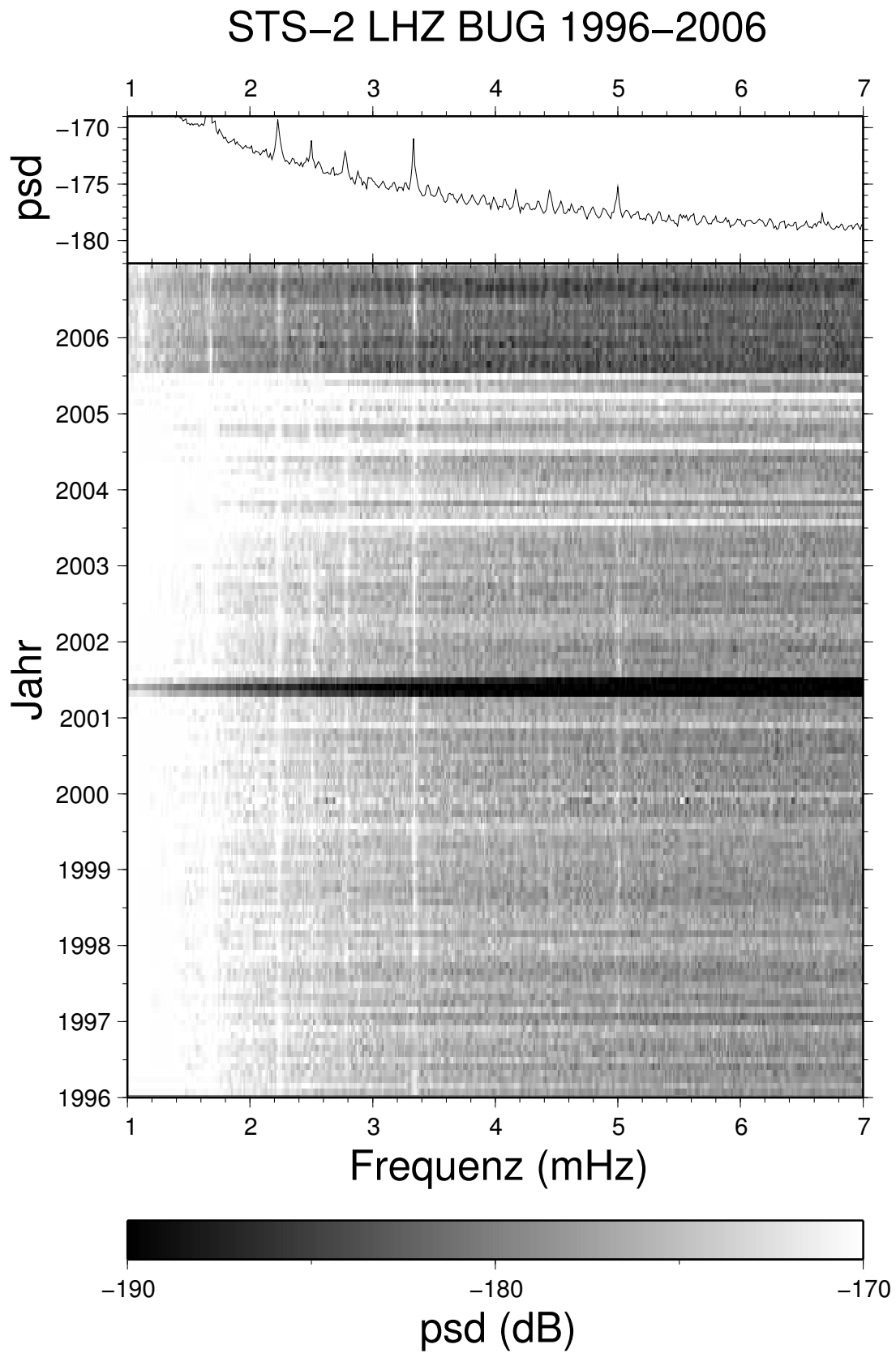


Abb. A.4: Langzeitspektrogramm für die Station BUG

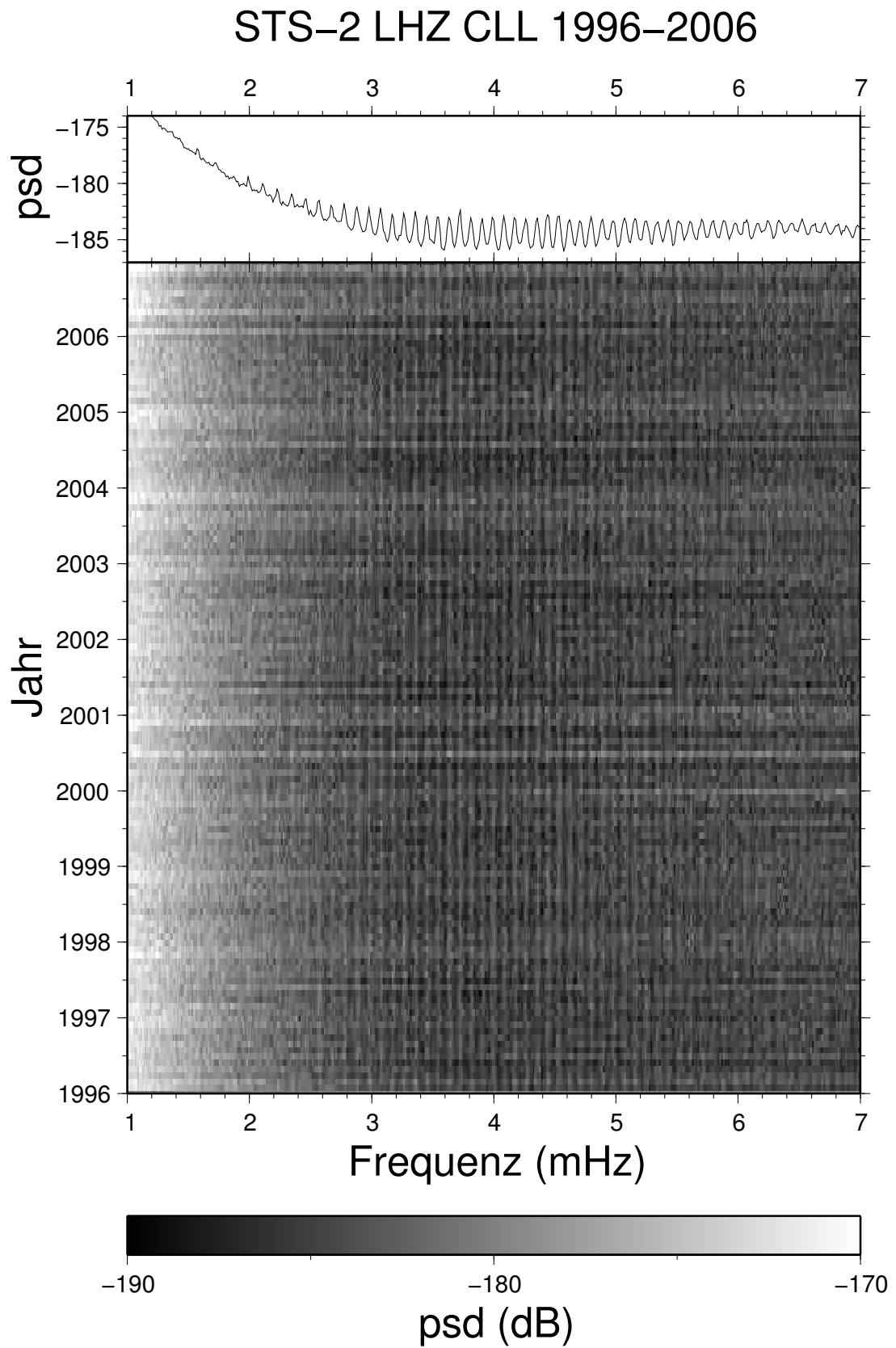


Abb. A.5: Langzeitspektrogramm für die Station CLL



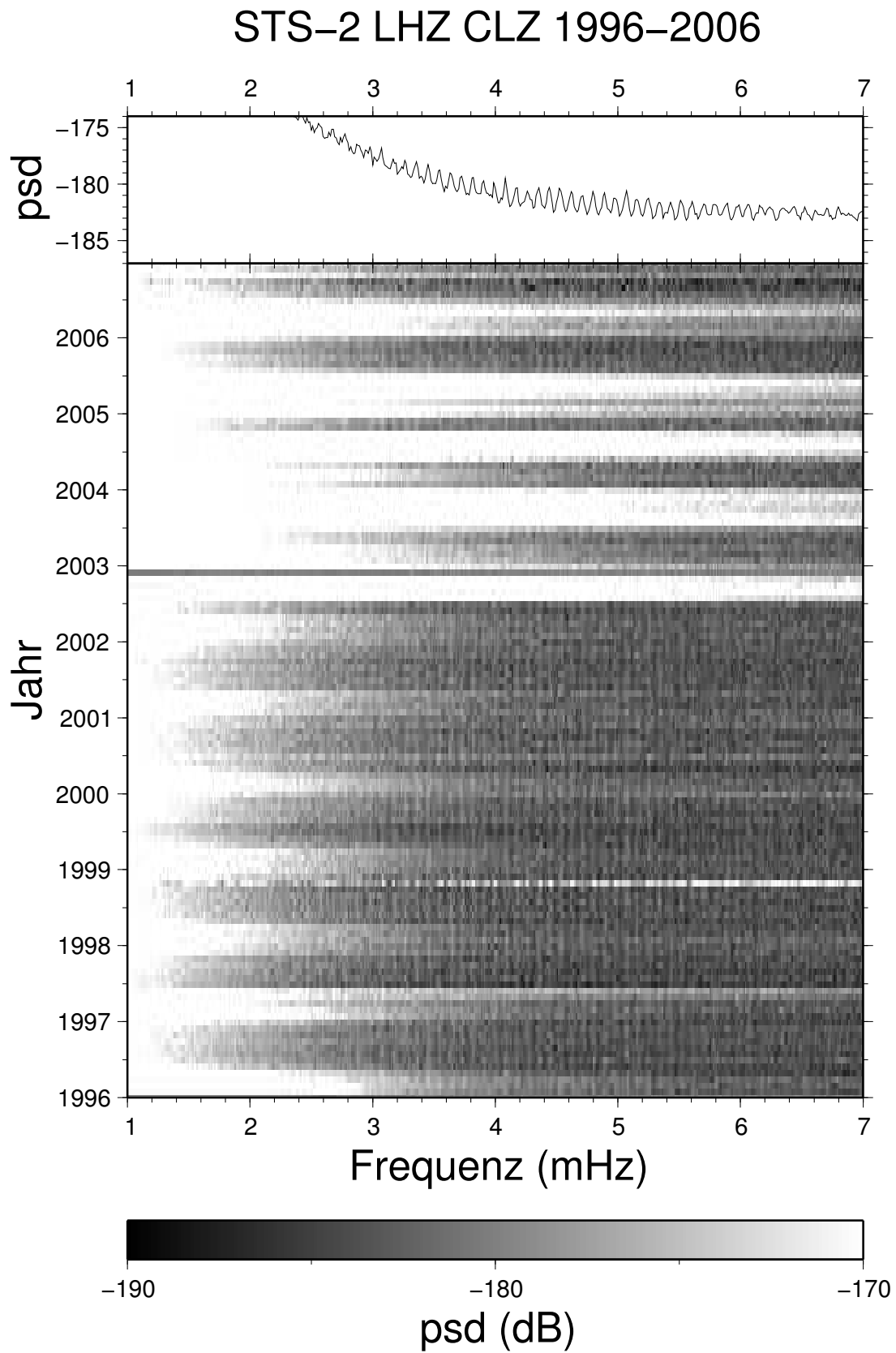


Abb. A.6: Langzeitspektrogramm für die Station CLZ

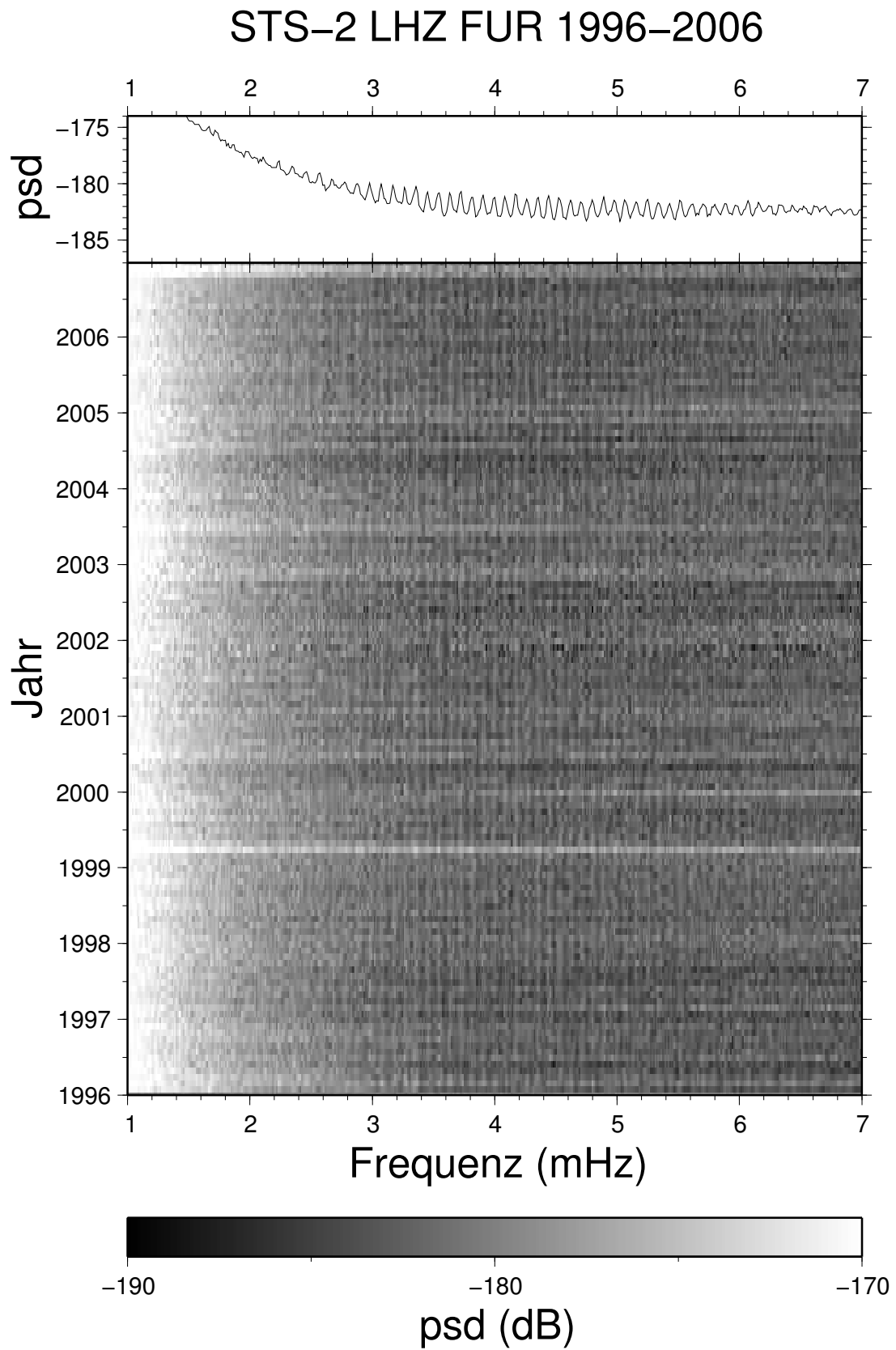


Abb. A.7: Langzeitspektrogramm für die Station FUR

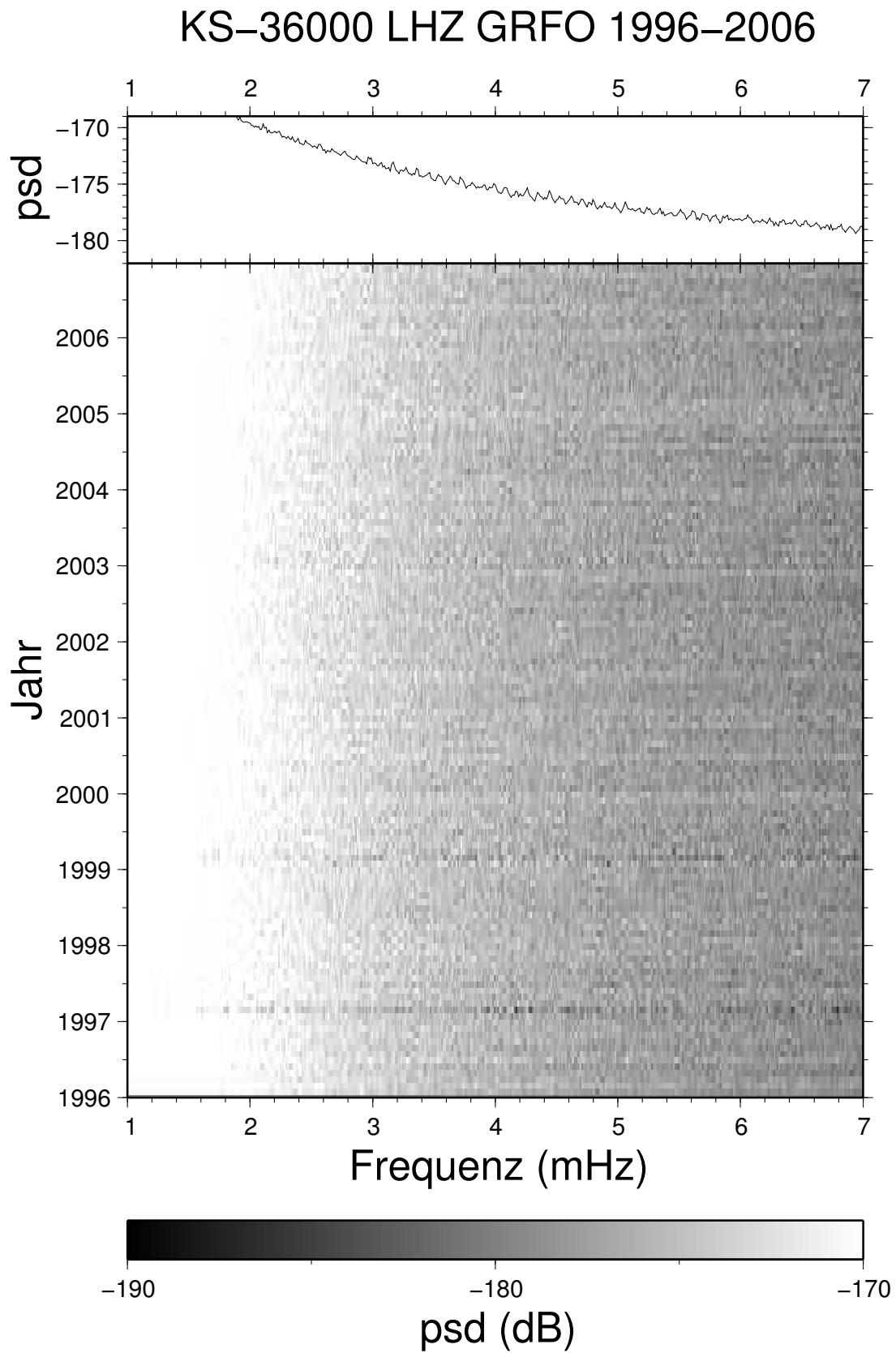


Abb. A.8: Langzeitspektrogramm für die Station GRFO

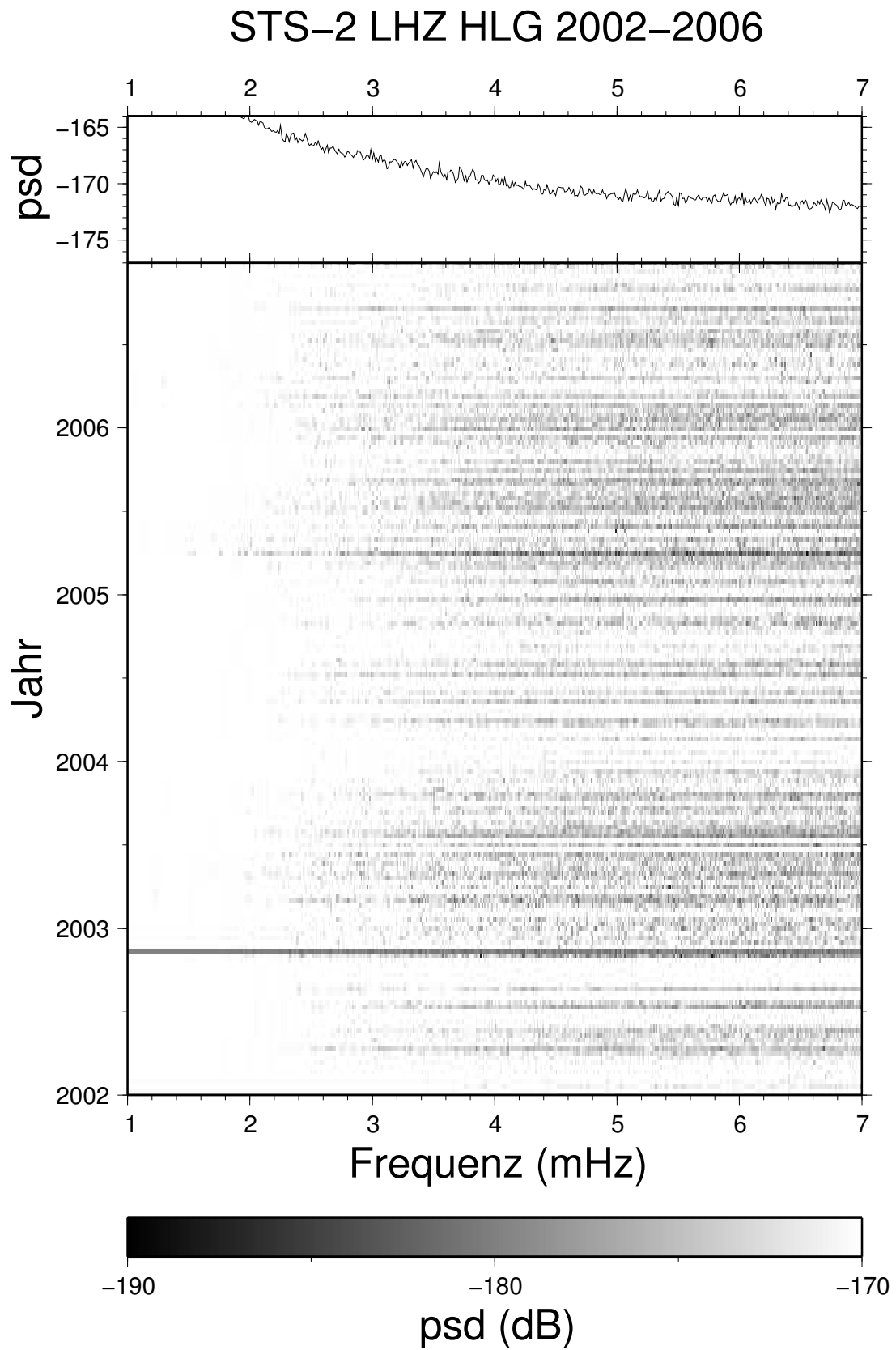


Abb. A.9: Langzeitspektrogramm für die Station HLG

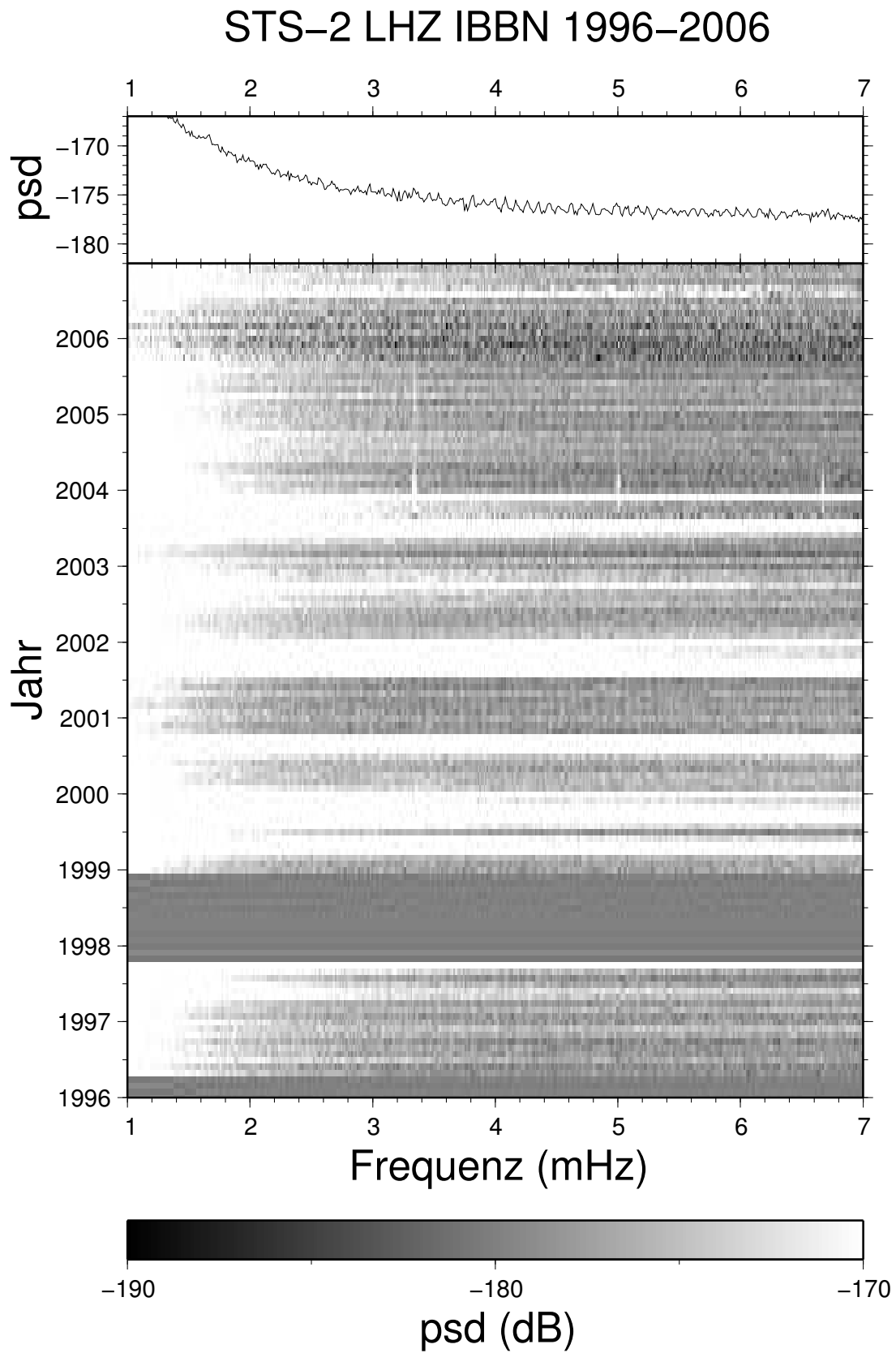


Abb. A.10: Langzeitspektrogramm für die Station IBBN

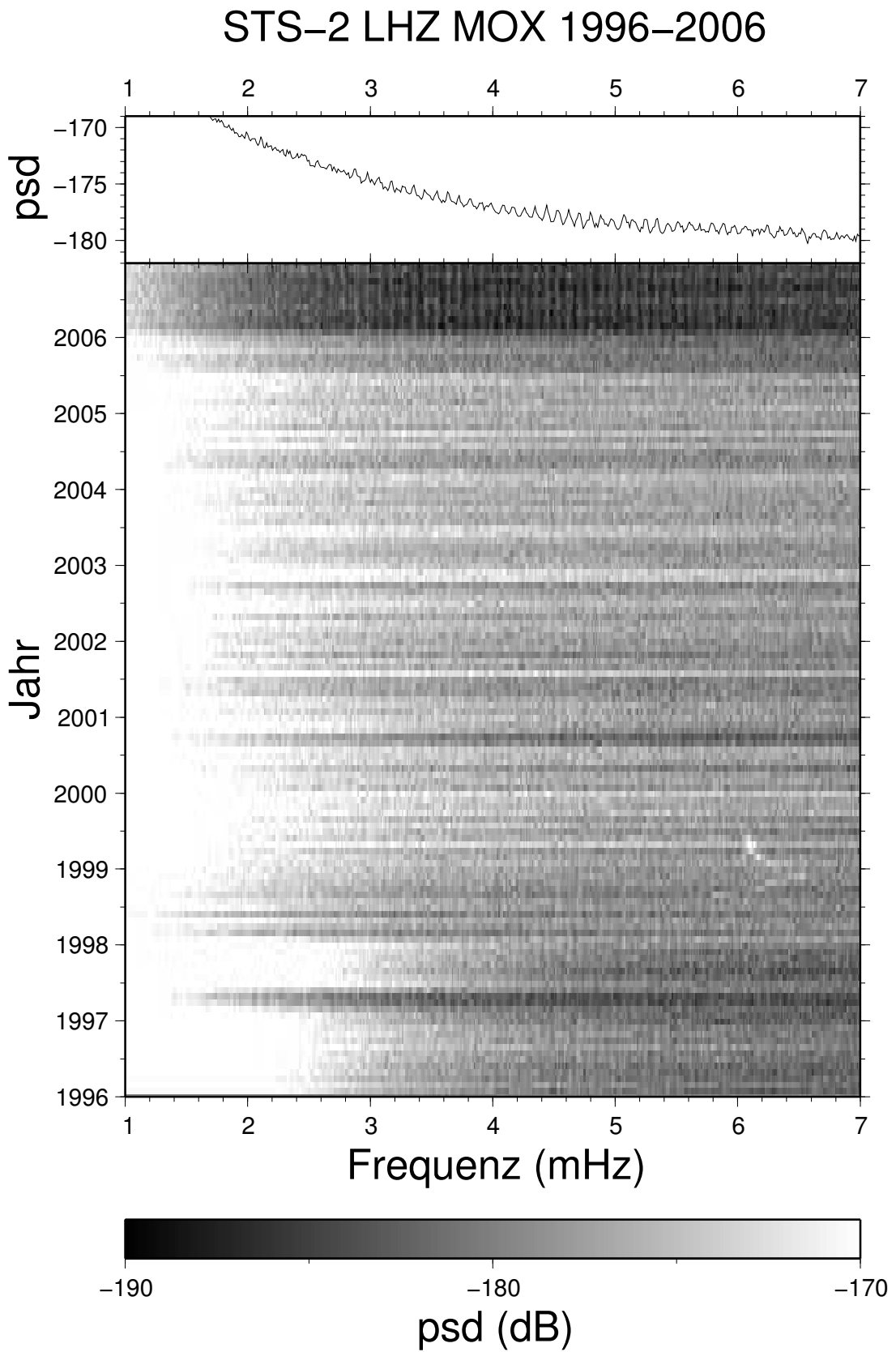


Abb. A.11: Langzeitspektrogramm für die Station MOX

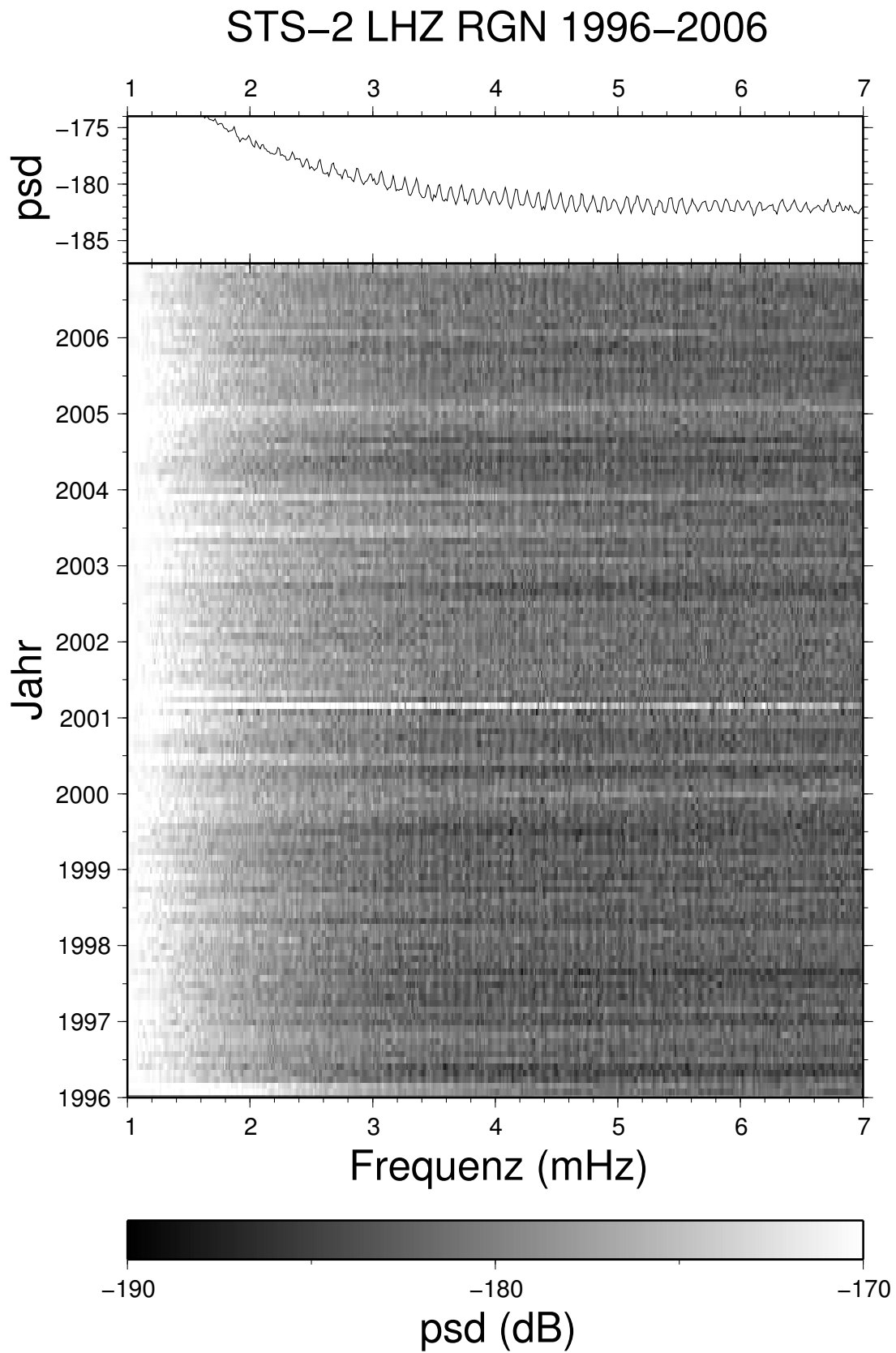


Abb. A.12: Langzeitspektrogramm für die Station RGN

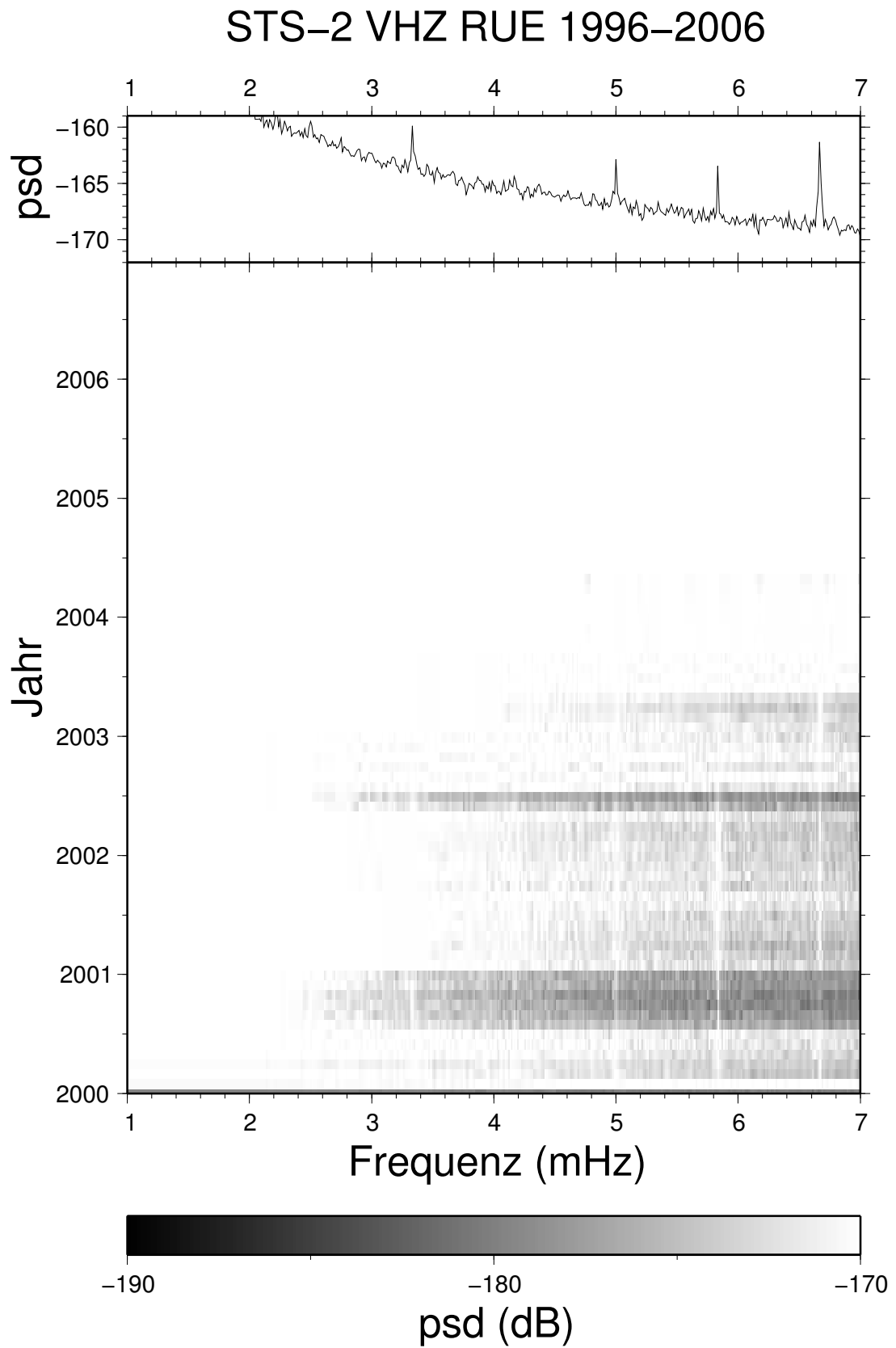


Abb. A.13: Langzeitspektrogramm für die Station RUE



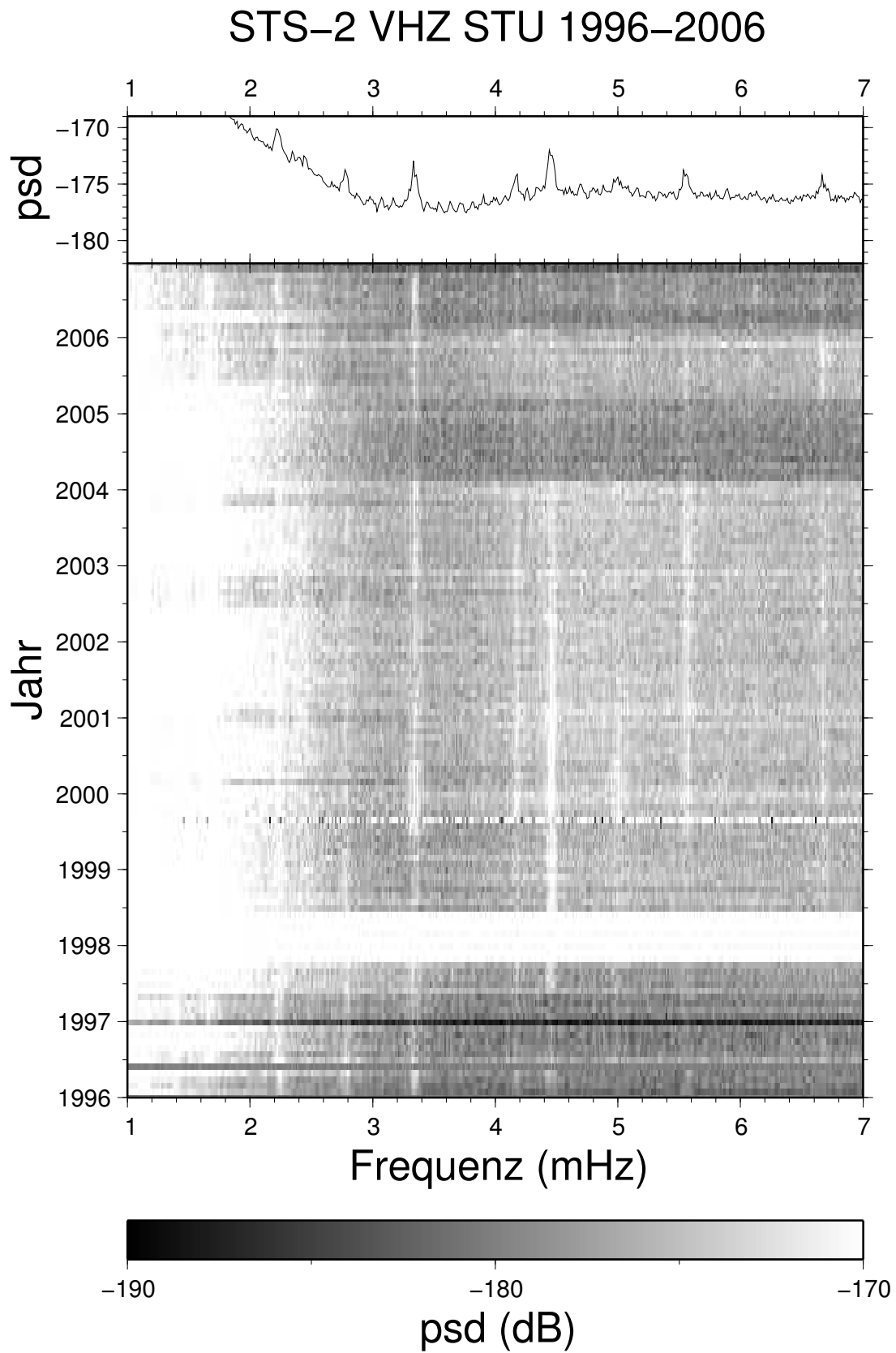


Abb. A.14: Langzeitspektrogramm für die Station STU

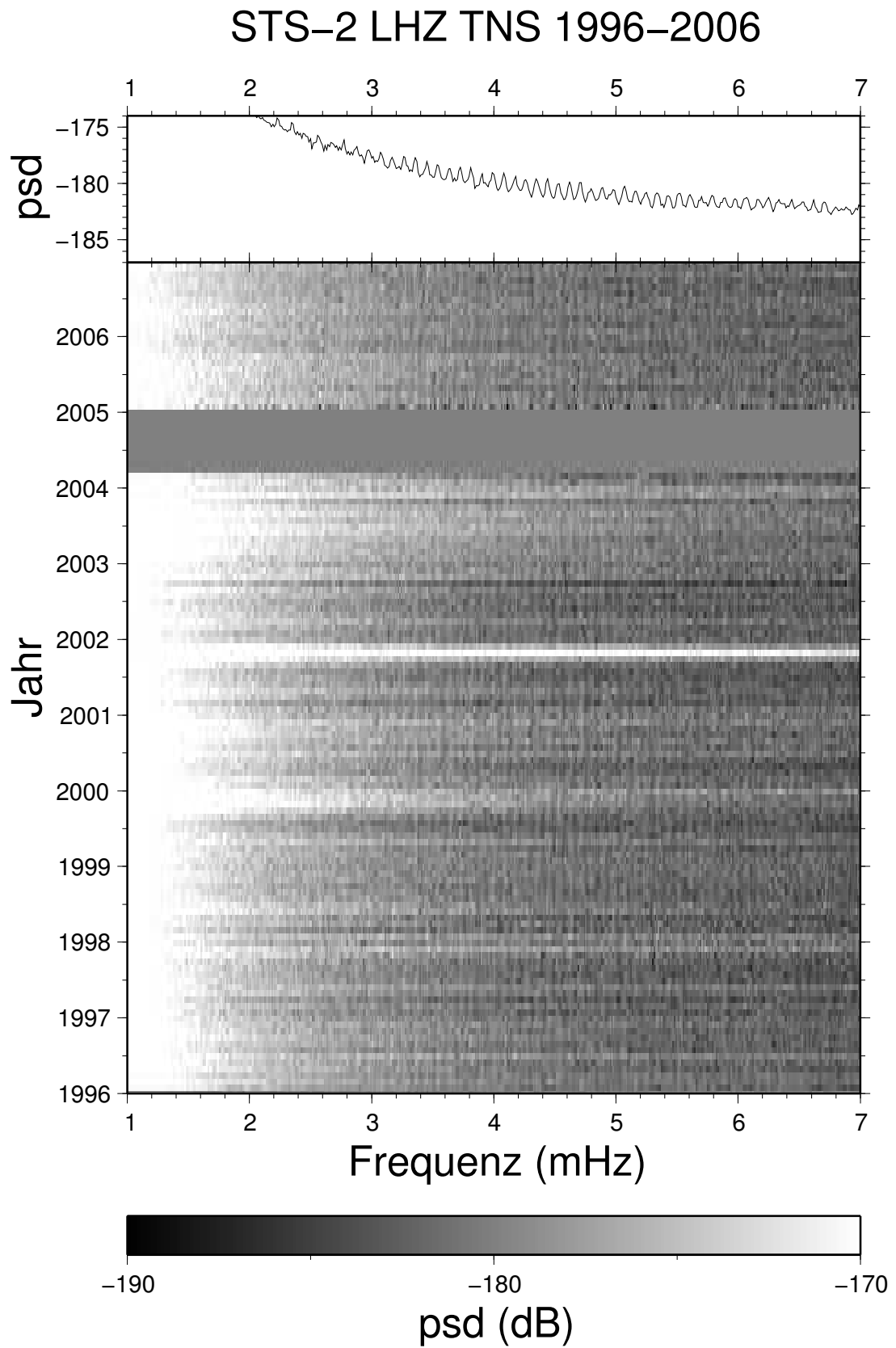


Abb. A.15: Langzeitspektrogramm für die Station TNS

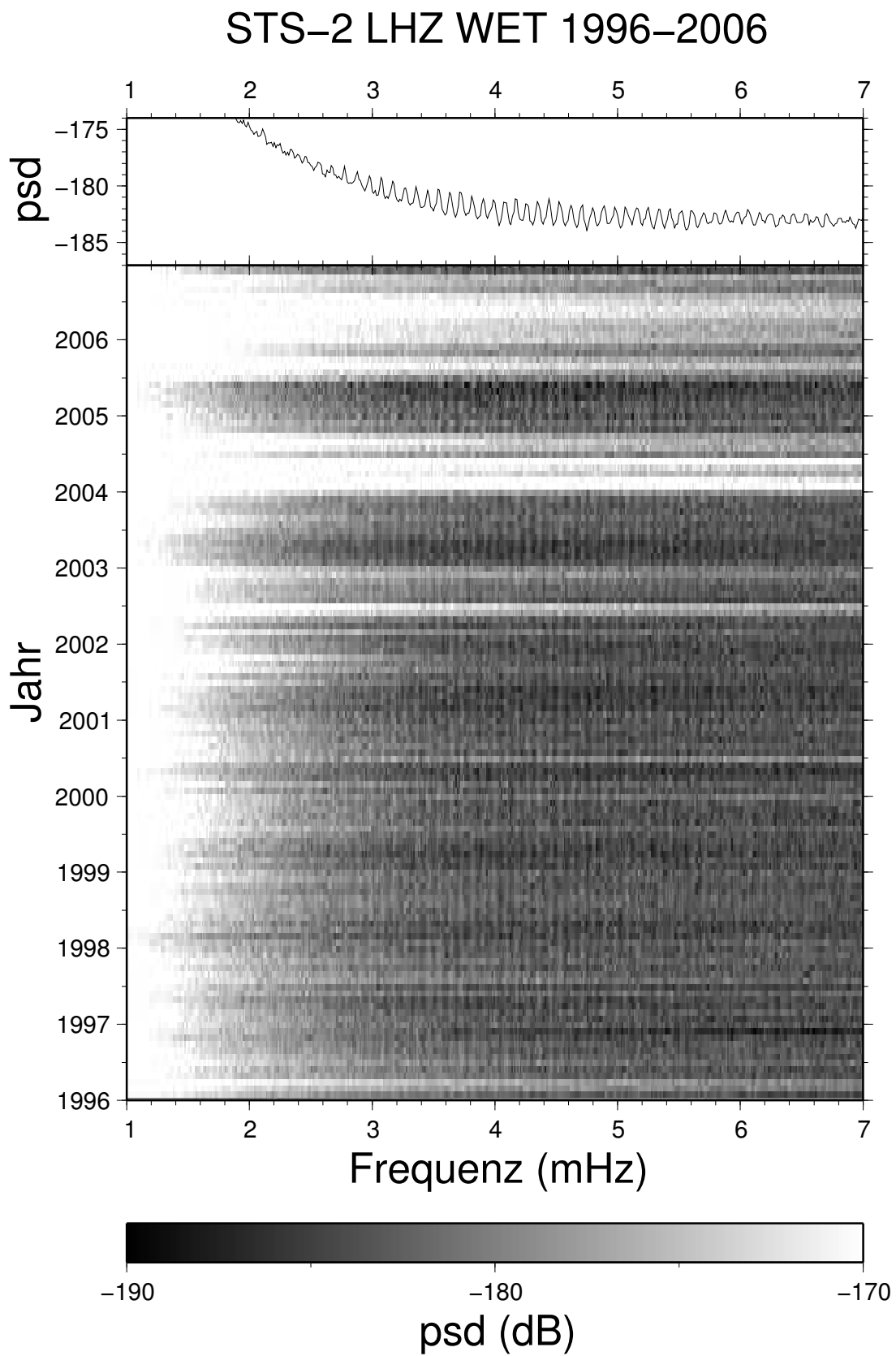


Abb. A.16: Langzeitspektrogramm für die Station WET

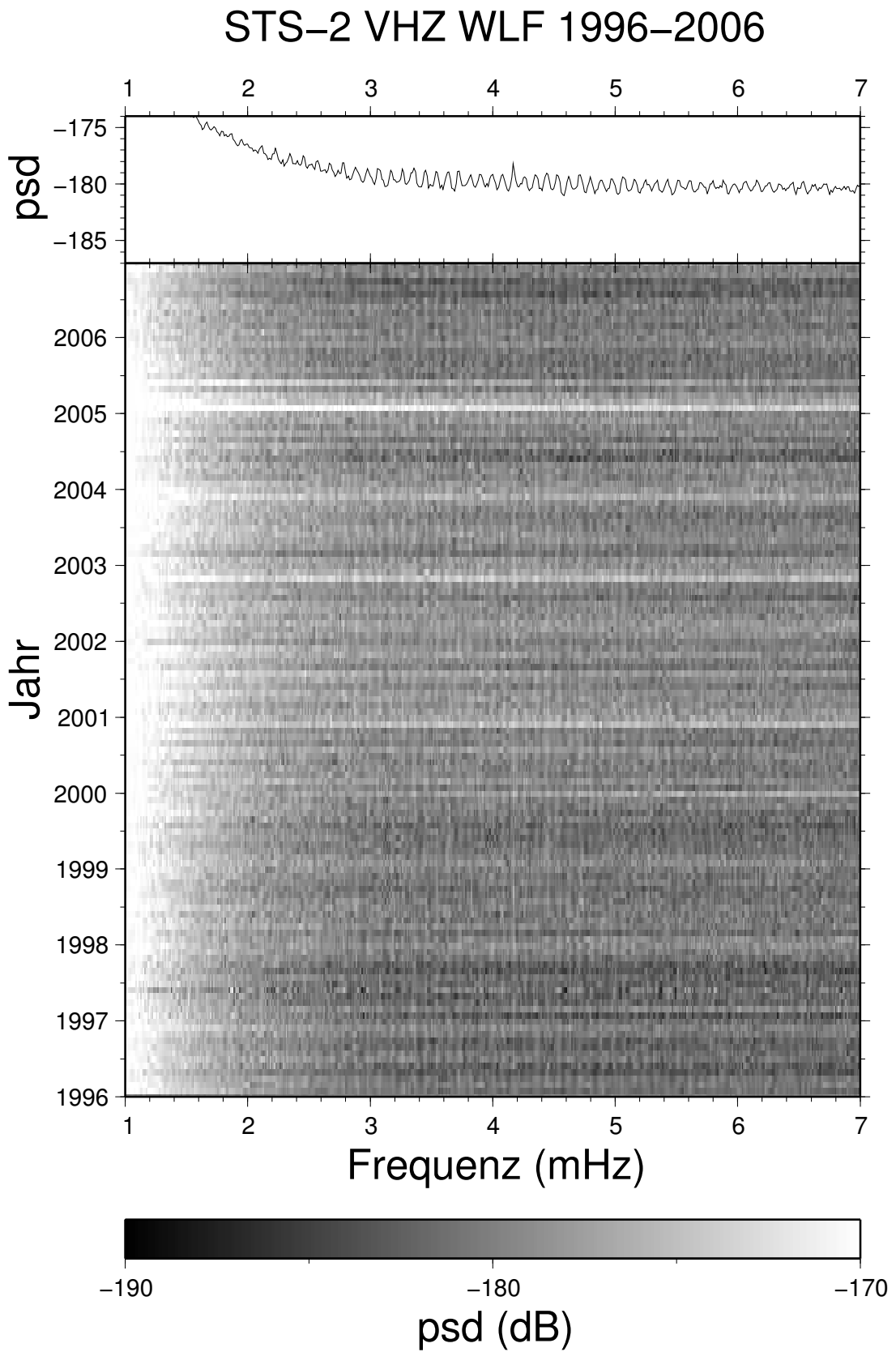


Abb. A.17: Langzeitspektrogramm für die Station WLF

## A.2 Berkeley Digital Seismic Network (BDSN)

Stationsname		Breite	Länge	Zeitraum	Abb.
BKS	Berkeley	37.88°N	122.23°W	1996-2003	A.18
CMB	Columbia	38.04°N	120.39°W	1996-2003	A.19
HOPS	Hopland	38.99°N	123.07°W	1996-2003	A.20
JCC	Bayside	40.82°N	124.03°W	2001-2003	A.21
MHC	Mt. Hamilton	37.34°N	121.64°W	1996-2003	A.22
MIN	Mineral	40.35°N	121.61°W	1996-1998	A.23
MOD	Modoc Plateau	41.90°N	120.30°W	1999-2003	A.24
ORV	Oroville	39.55°N	121.50°W	1996-2003	A.25
WDC	Whiskeytown	40.58°N	122.54°W	1996-2003	A.26
YBH	Yreka	41.73°N	122.71°W	1996-2003	A.27

Tab. A.2: Übersicht der gezeigten Spektrogramme

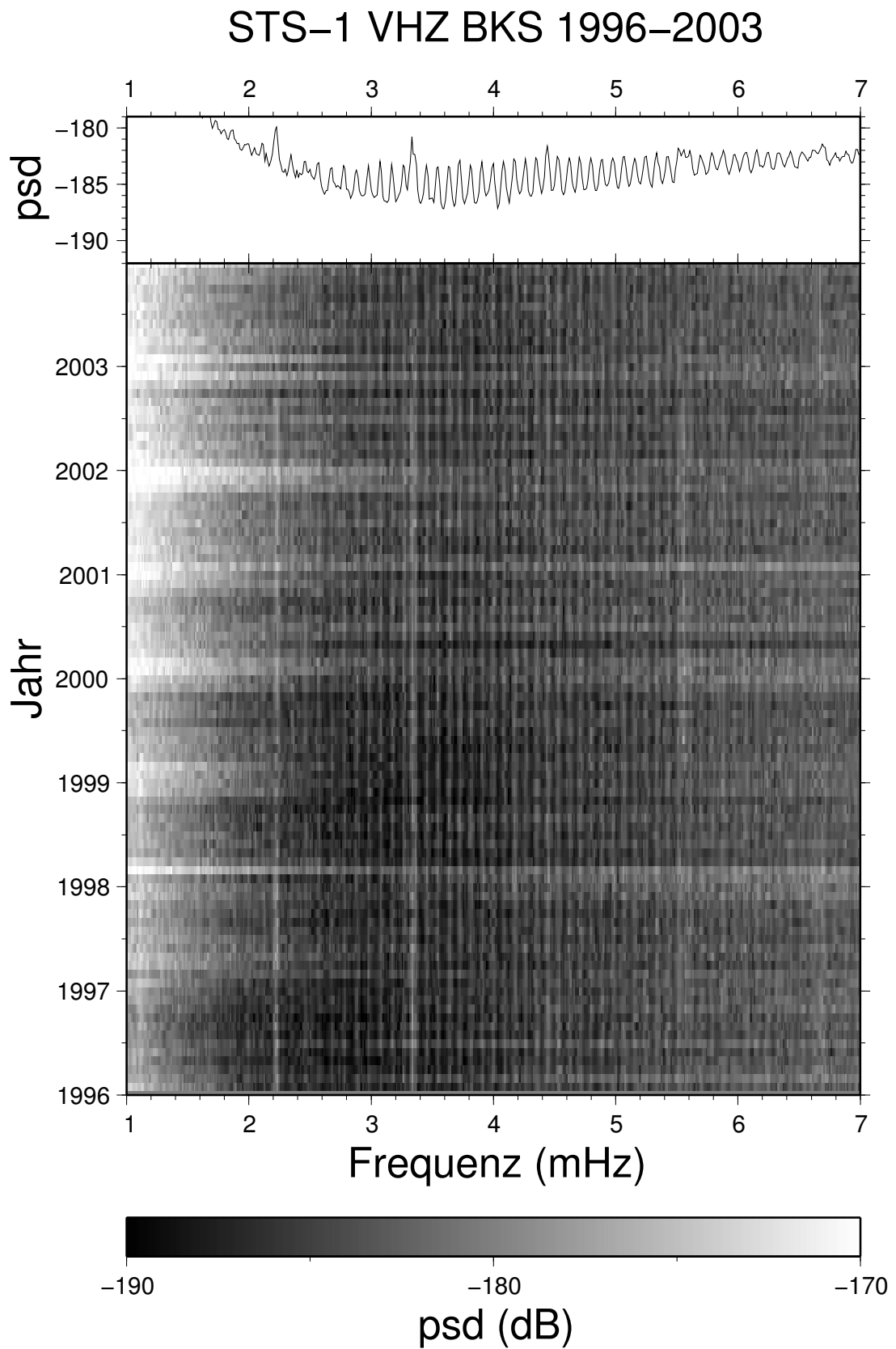


Abb. A.18: Langzeitspektrogramm für die Station BKS

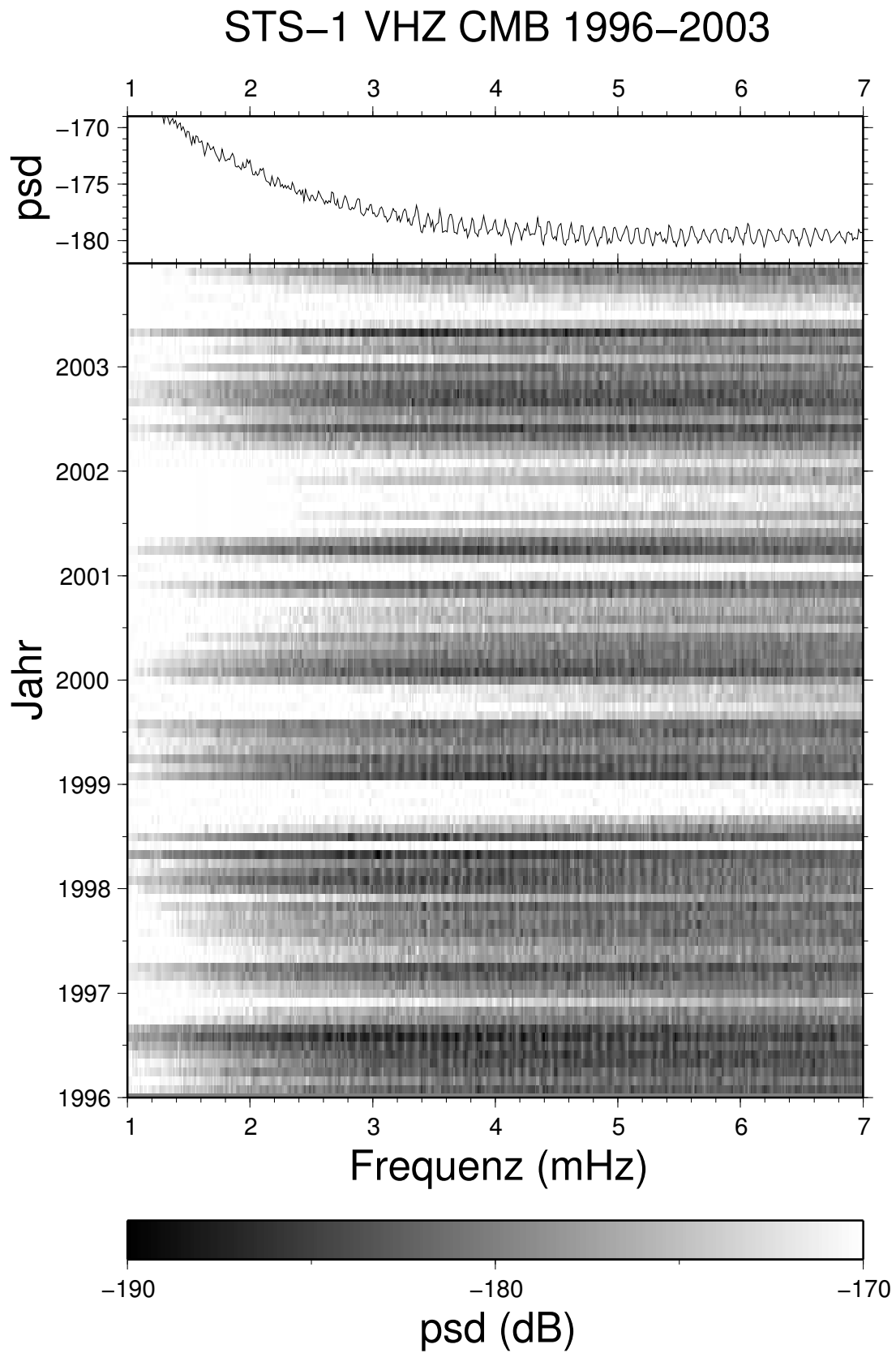


Abb. A.19: Langzeitspektrogramm für die Station CMB

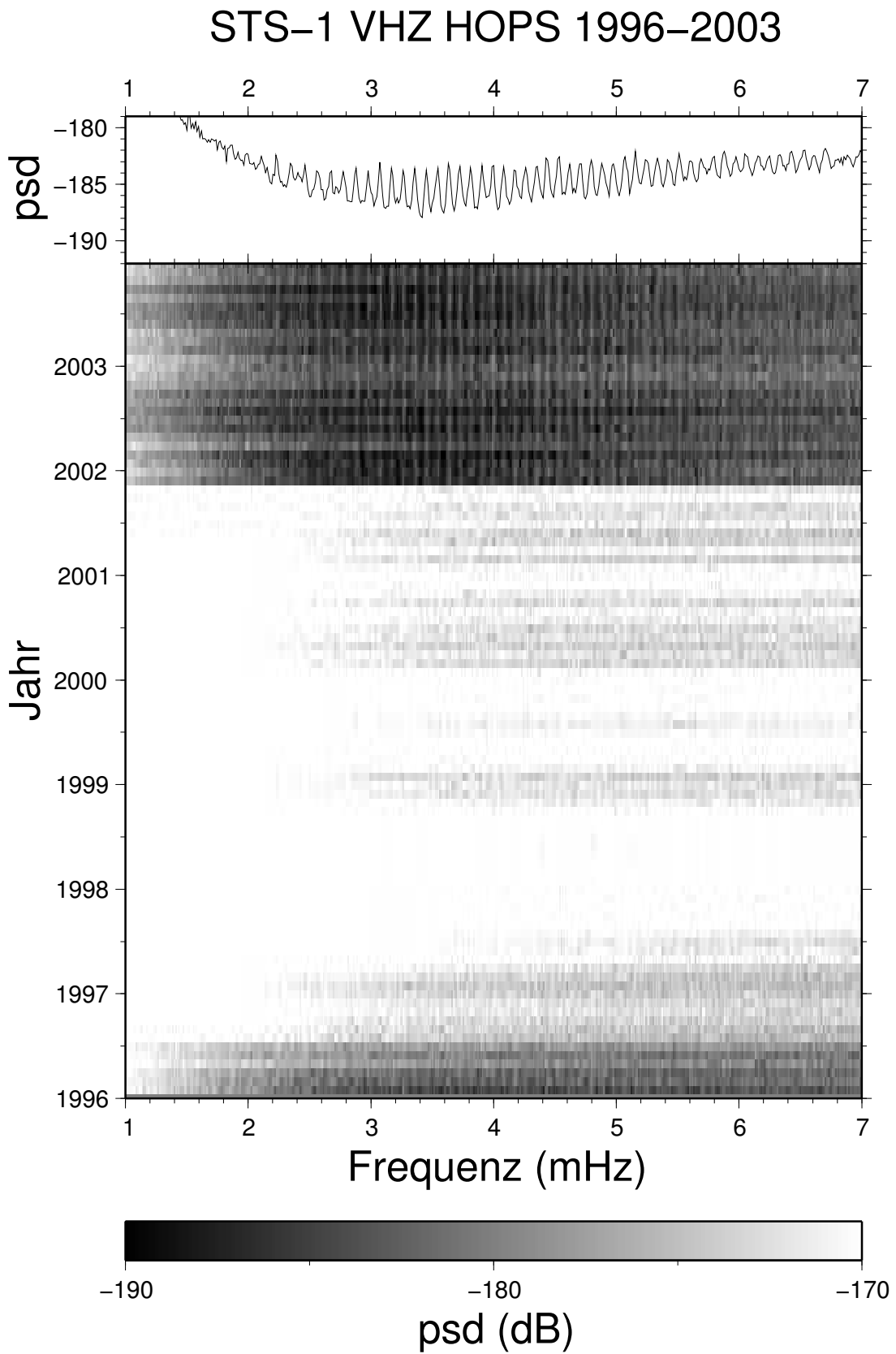


Abb. A.20: Langzeitspektrogramm für die Station HOPS



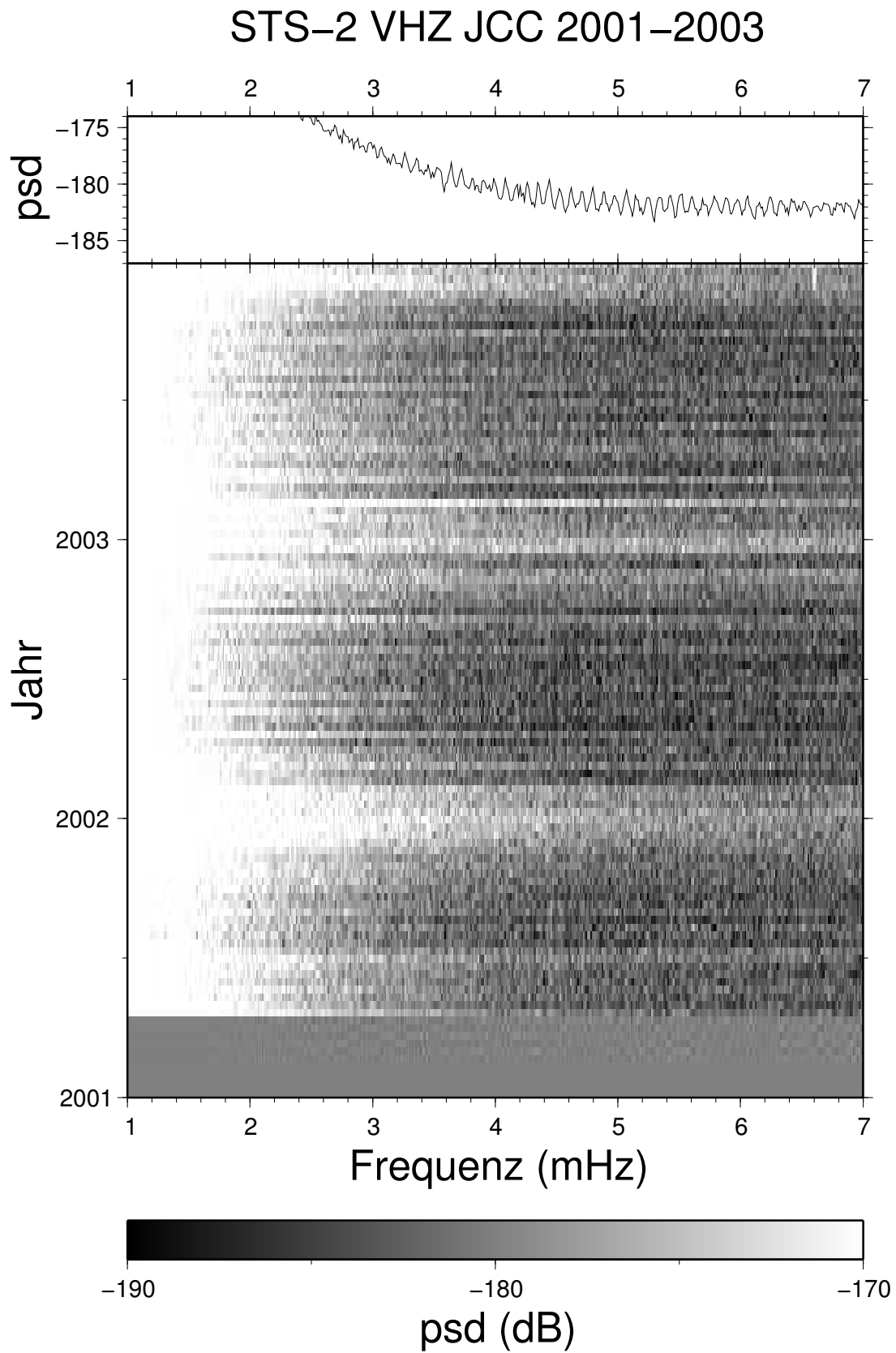


Abb. A.21: Langzeitspektrogramm für die Station JCC

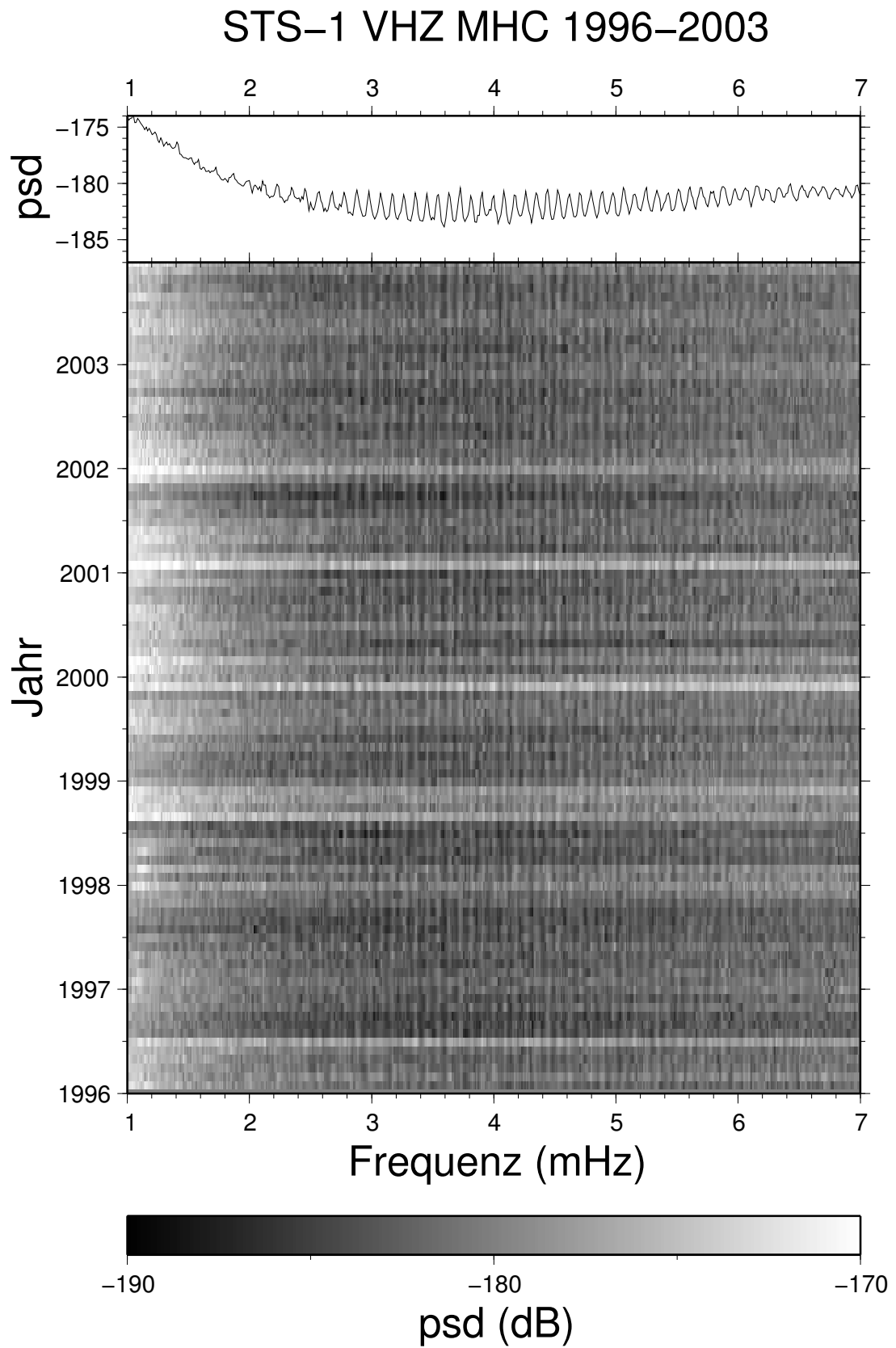


Abb. A.22: Langzeitspektrogramm für die Station MHC

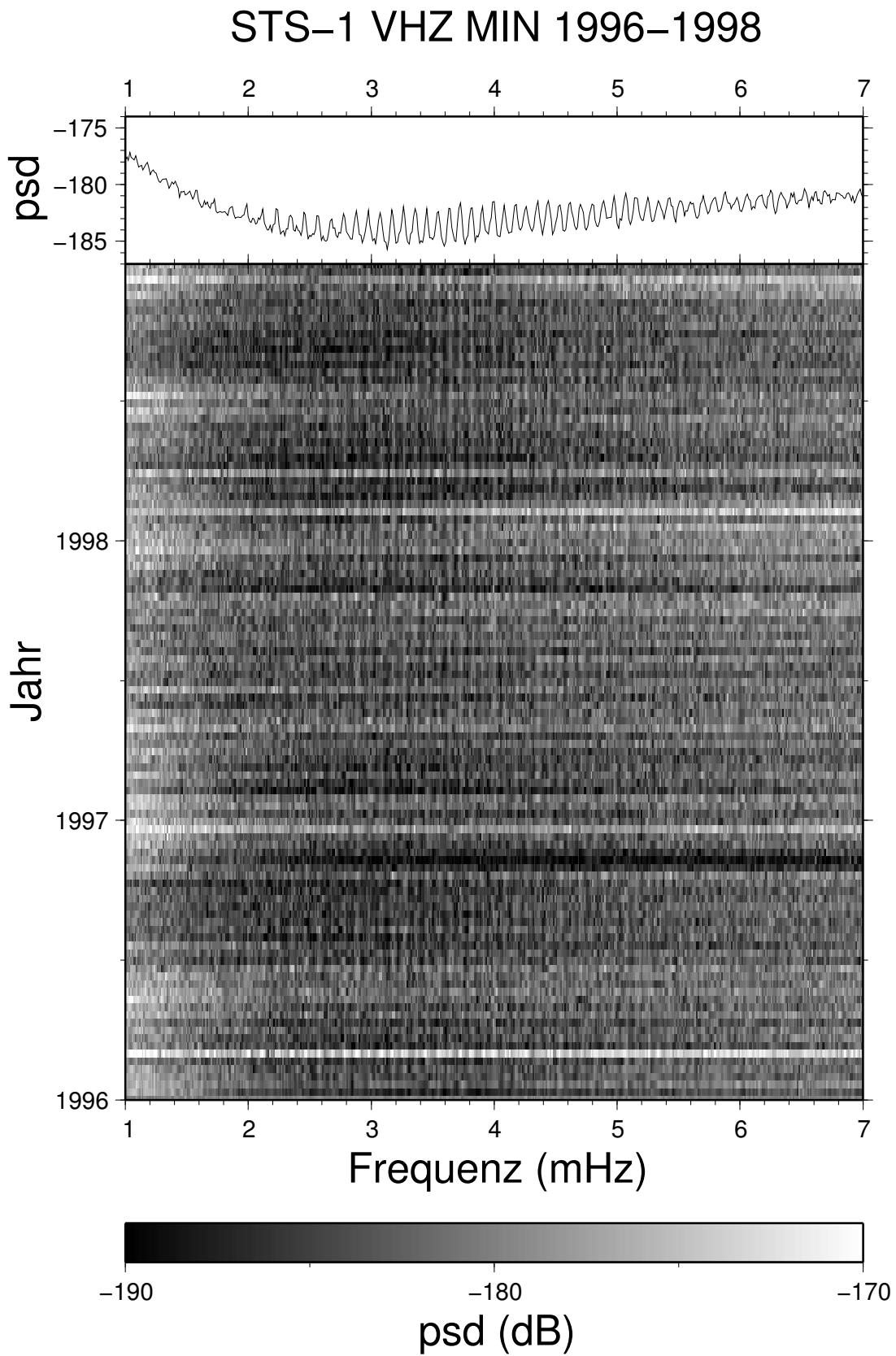


Abb. A.23: Langzeitspektrogramm für die Station MIN

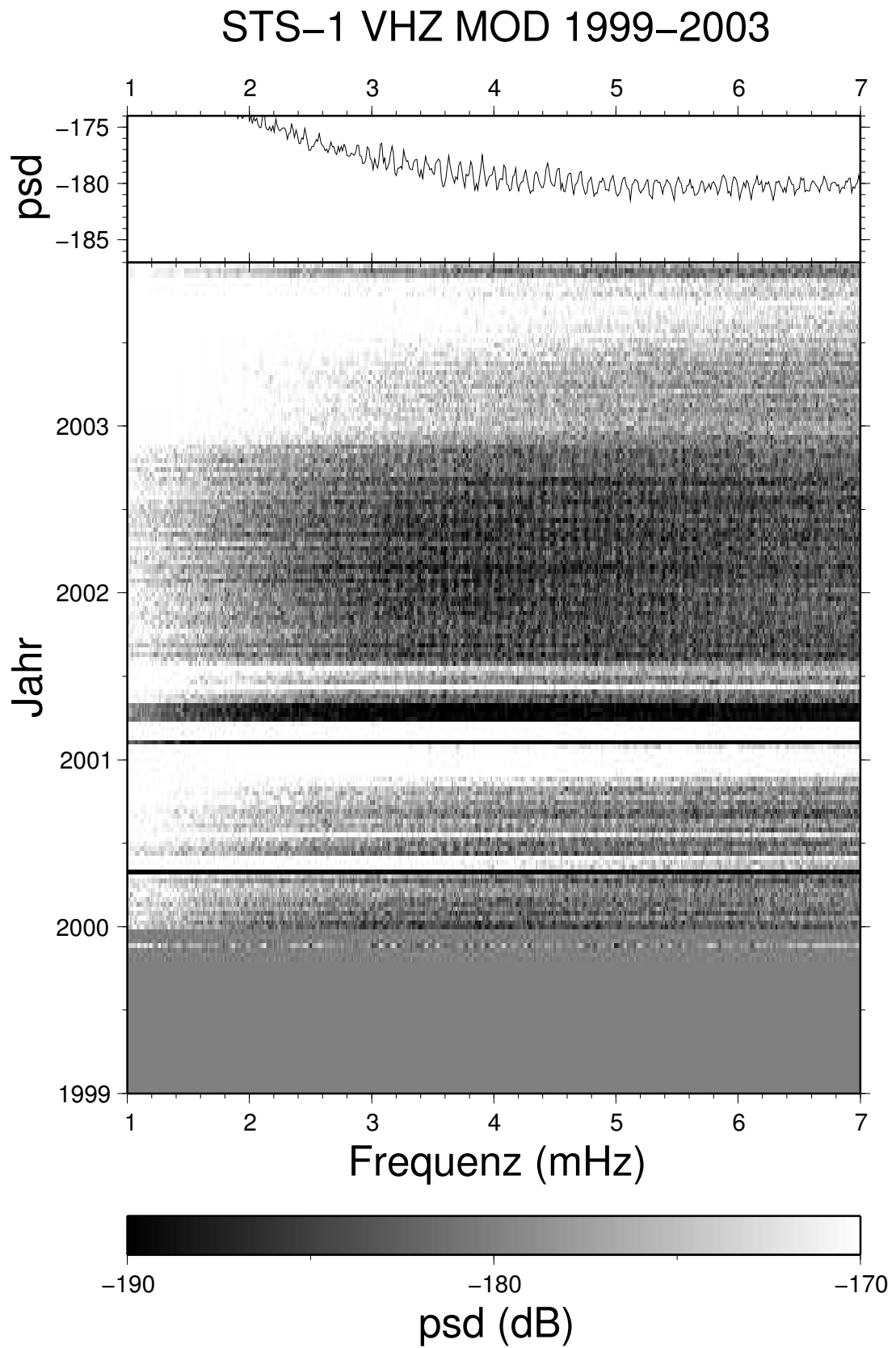


Abb. A.24: Langzeitspektrogramm für die Station MOD

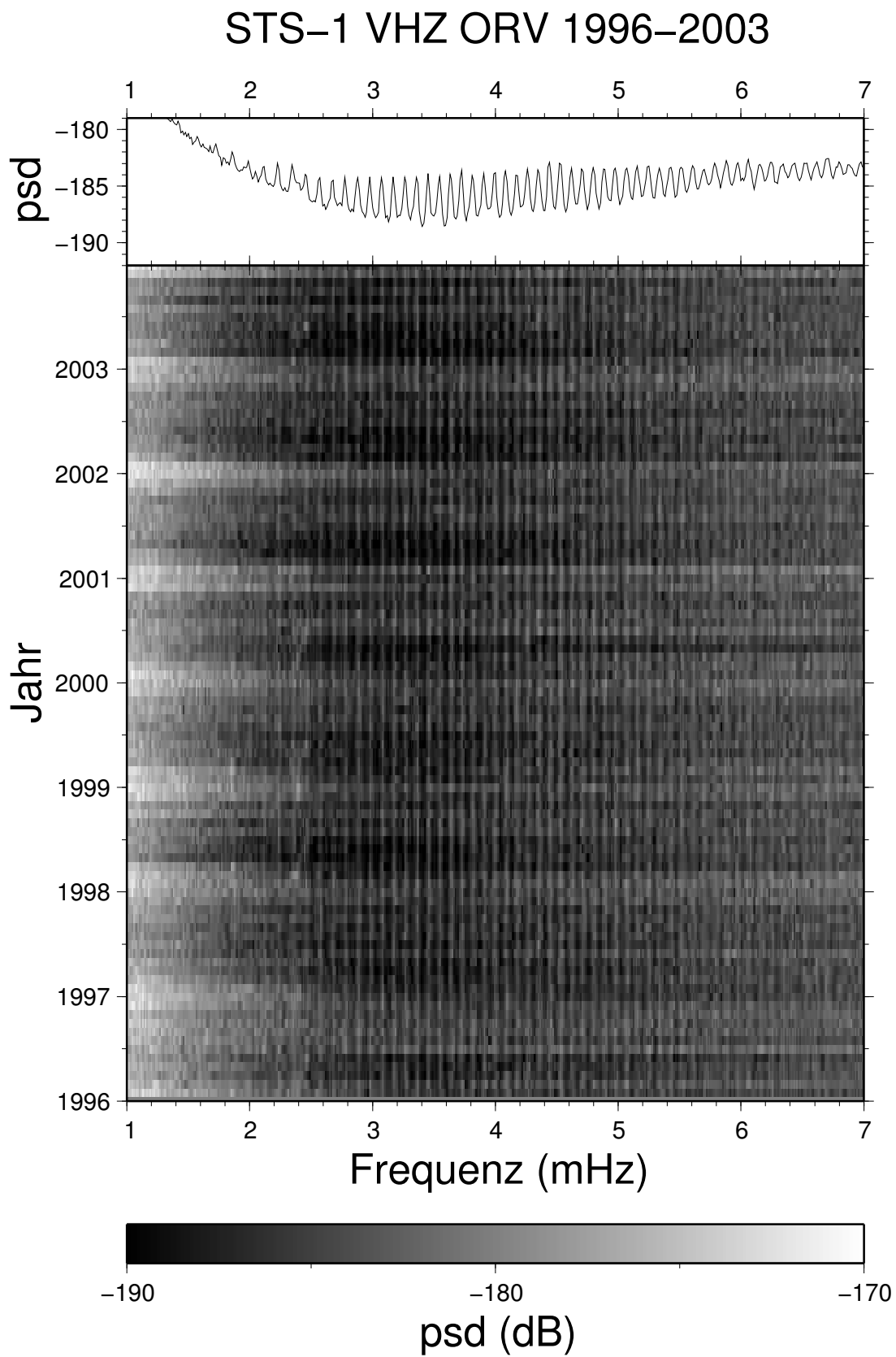


Abb. A.25: Langzeitspektrogramm für die Station ORV

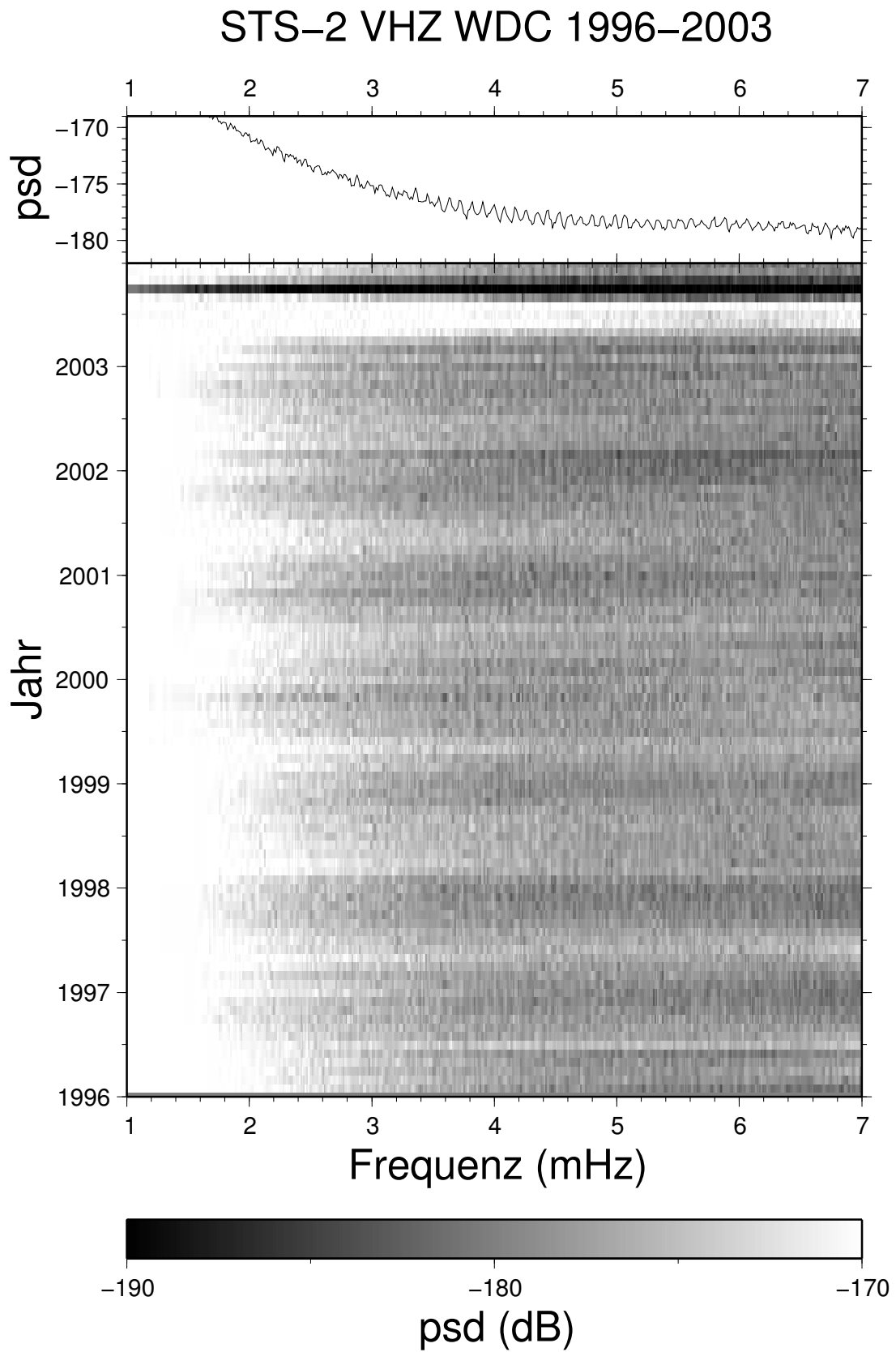


Abb. A.26: Langzeitspektrogramm für die Station WDC

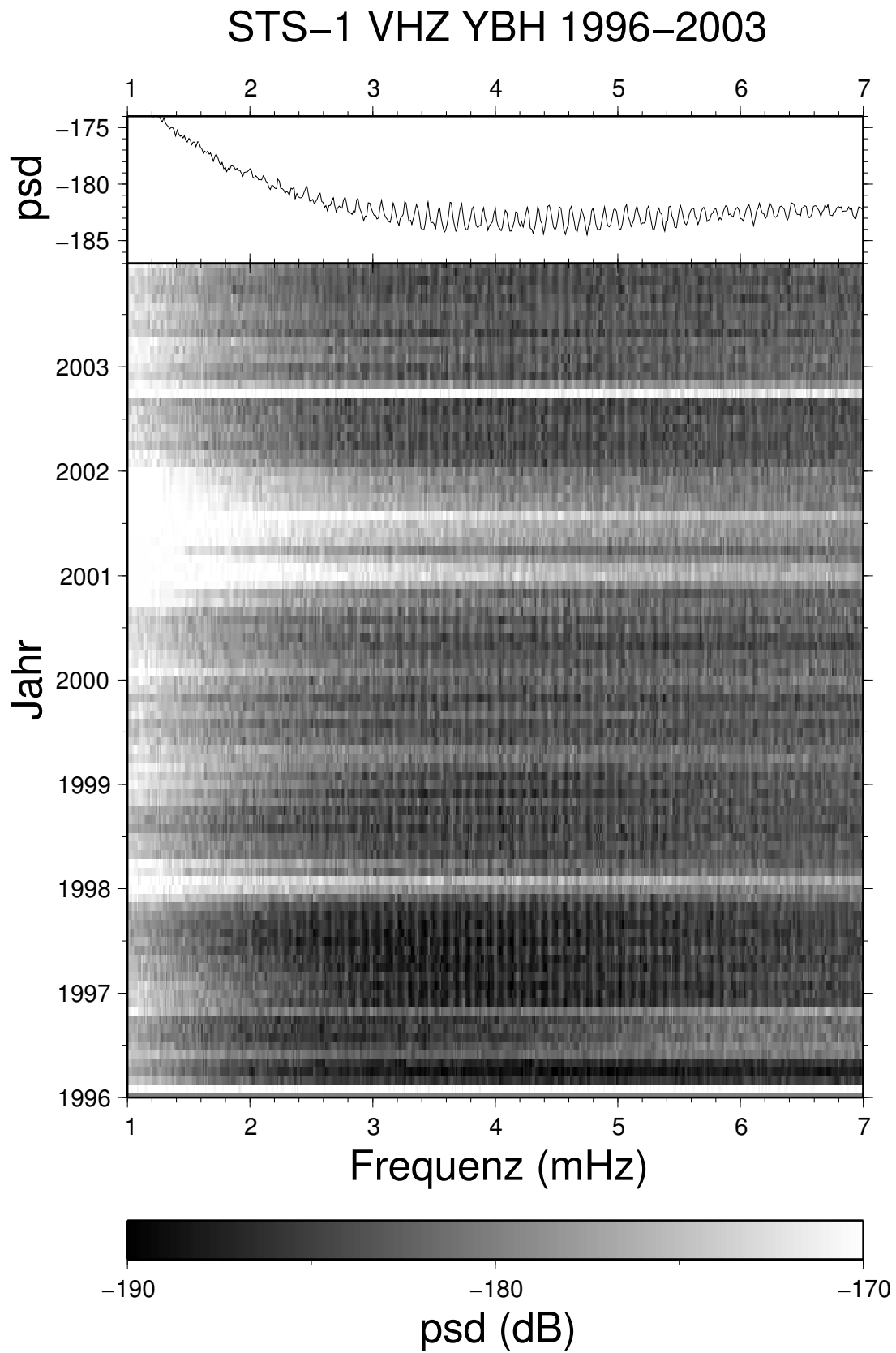


Abb. A.27: Langzeitspektrogramm für die Station YBH

### A.3 Full Range Seismograph Network of Japan (F-net)

Stationsname		Breite	Länge	Zeitraum	Abb.
FUJ	Fujigawa	35.23°N	138.42°E	1999-2003	A.28
FUK	Fukue	32.72°N	128.76°E	1999-2003	A.29
GJM	Gojyoume	39.96°N	140.11°E	1999-2003	A.30
SBR	Seburi	33.51°N	130.25°E	1999-2003	A.31
SGN	Turu Sugeno	35.51°N	138.94°E	1999-2003	A.32
TTO	Takato	35.84°N	138.12°E	1999-2003	A.33
URH	Urahoru	42.93°N	143.67°E	1999-2003	A.34
INU <sup>2</sup>	Inuyama	35.35°N	143.67°E	1999-2003	A.35
MAJO <sup>3</sup>	Matsushiro	36.54°N	137.03°E	1999-2003	A.36

Tab. A.3: Übersicht der gezeigten Spektrogramme. <sup>2</sup>GEOSCOPE-Station, <sup>3</sup>IRIS/USGS-Station.



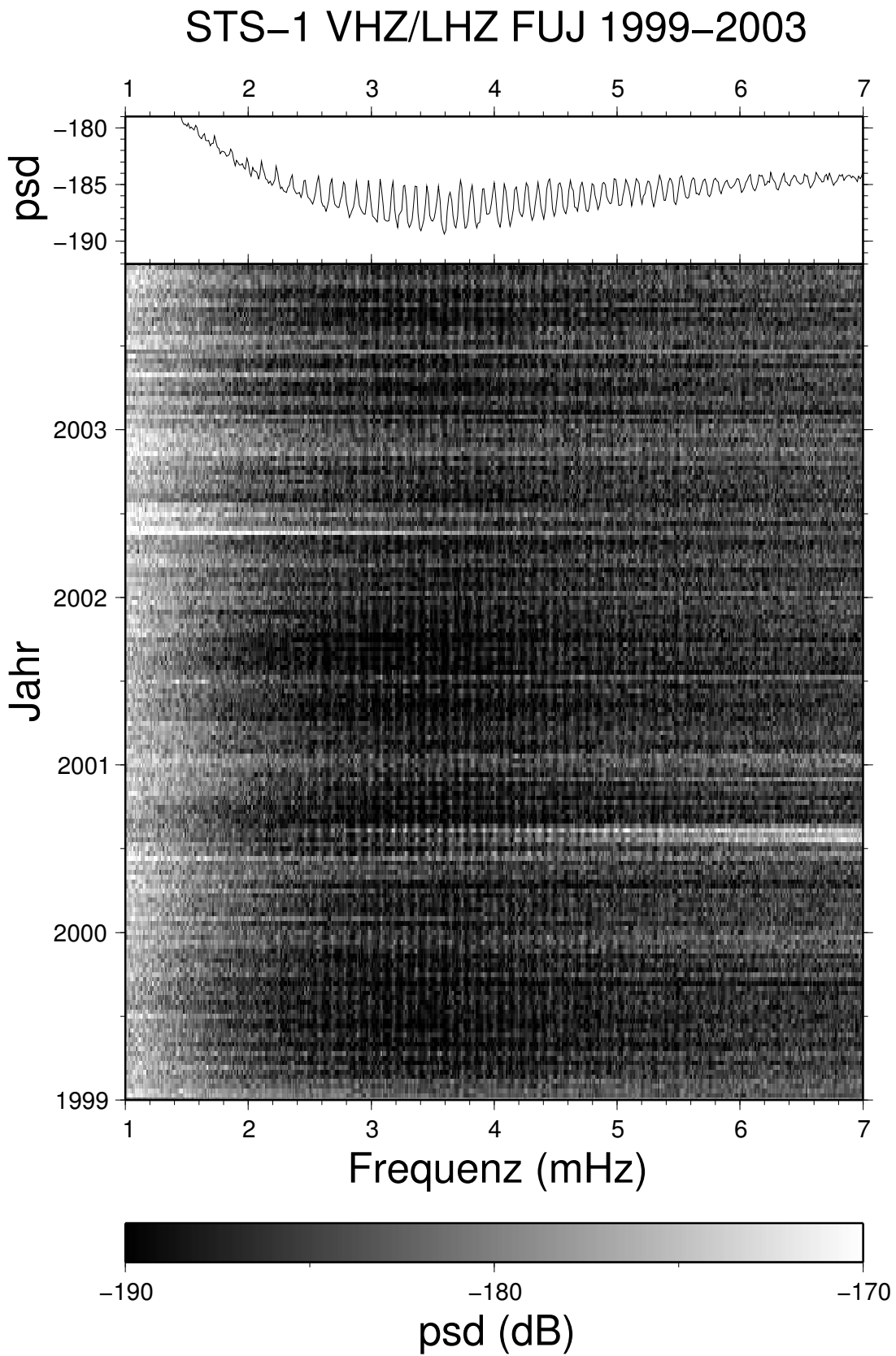


Abb. A.28: Langzeitspektrogramm für die Station FUJ

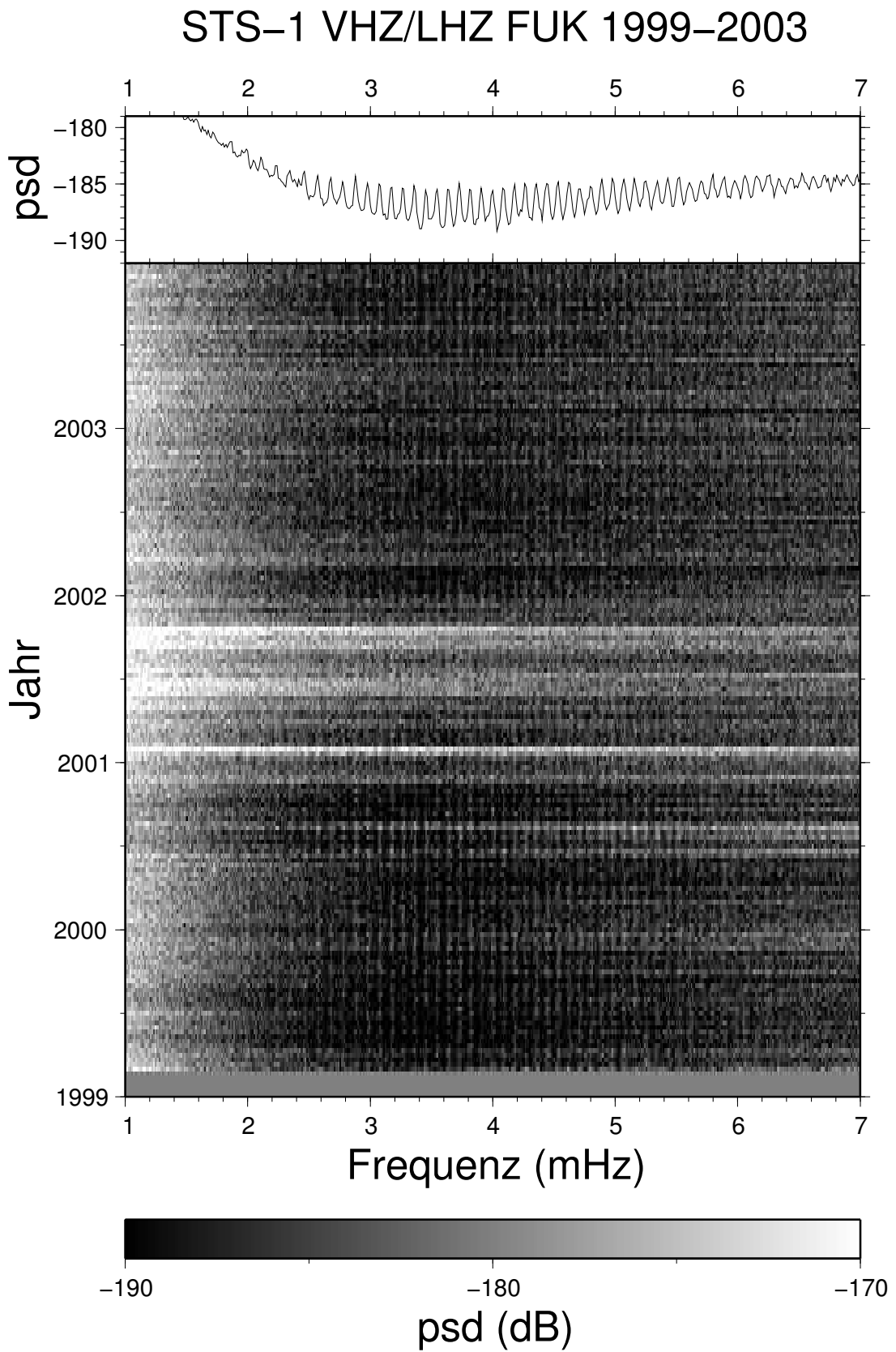


Abb. A.29: Langzeitspektrogramm für die Station FUK

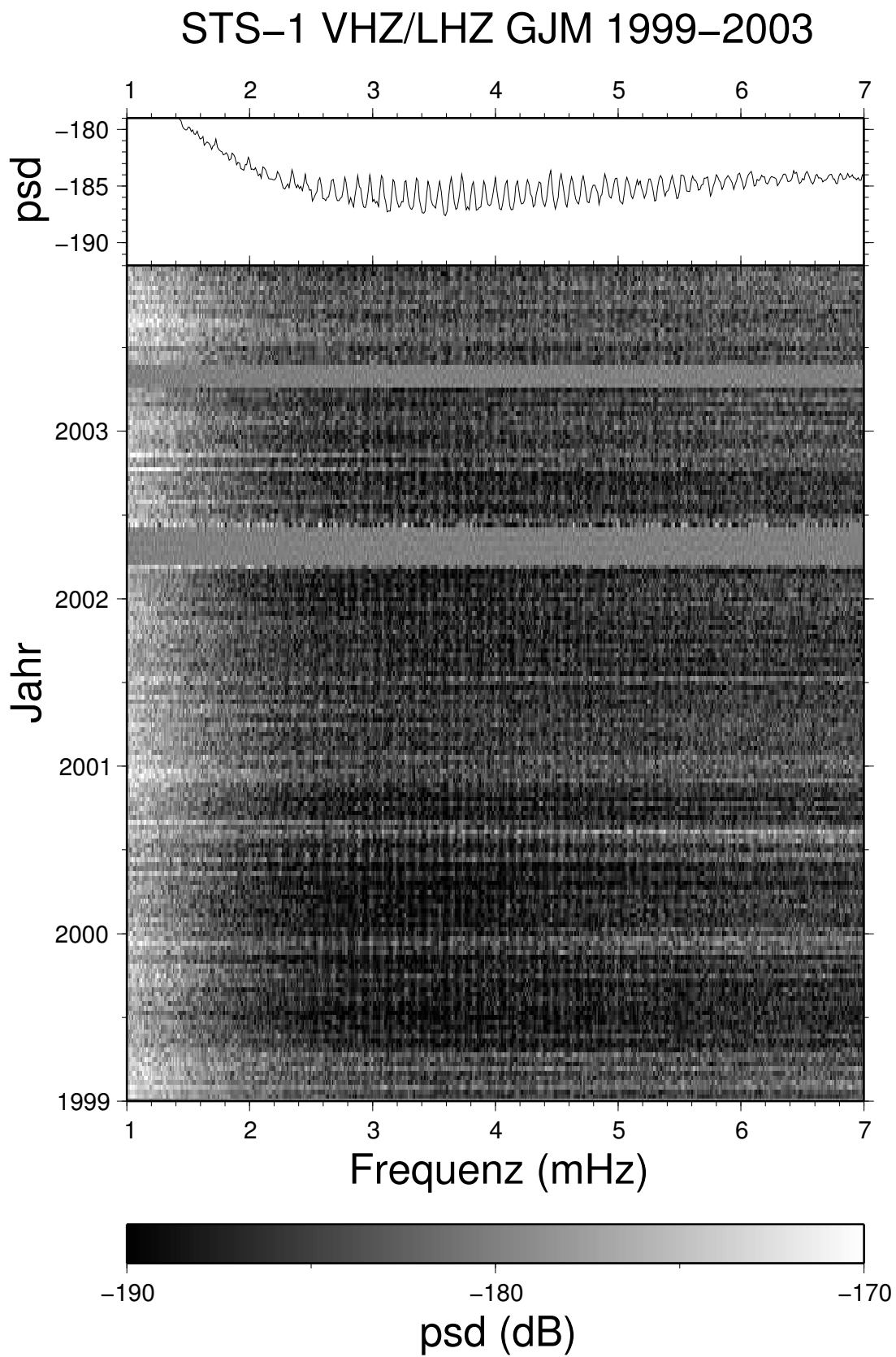


Abb. A.30: Langzeitspektrogramm für die Station GJM

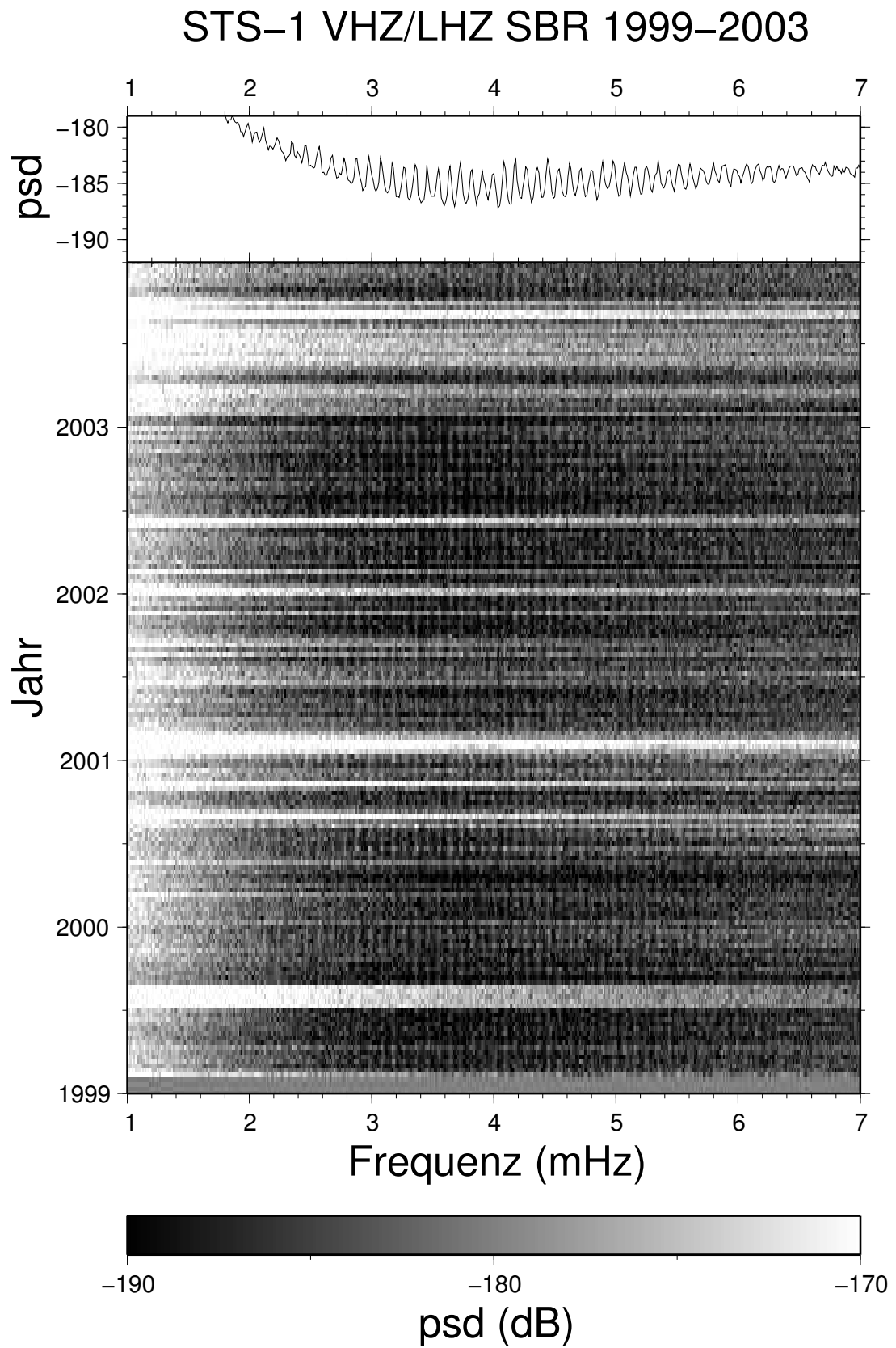


Abb. A.31: Langzeitspektrogramm für die Station SBR

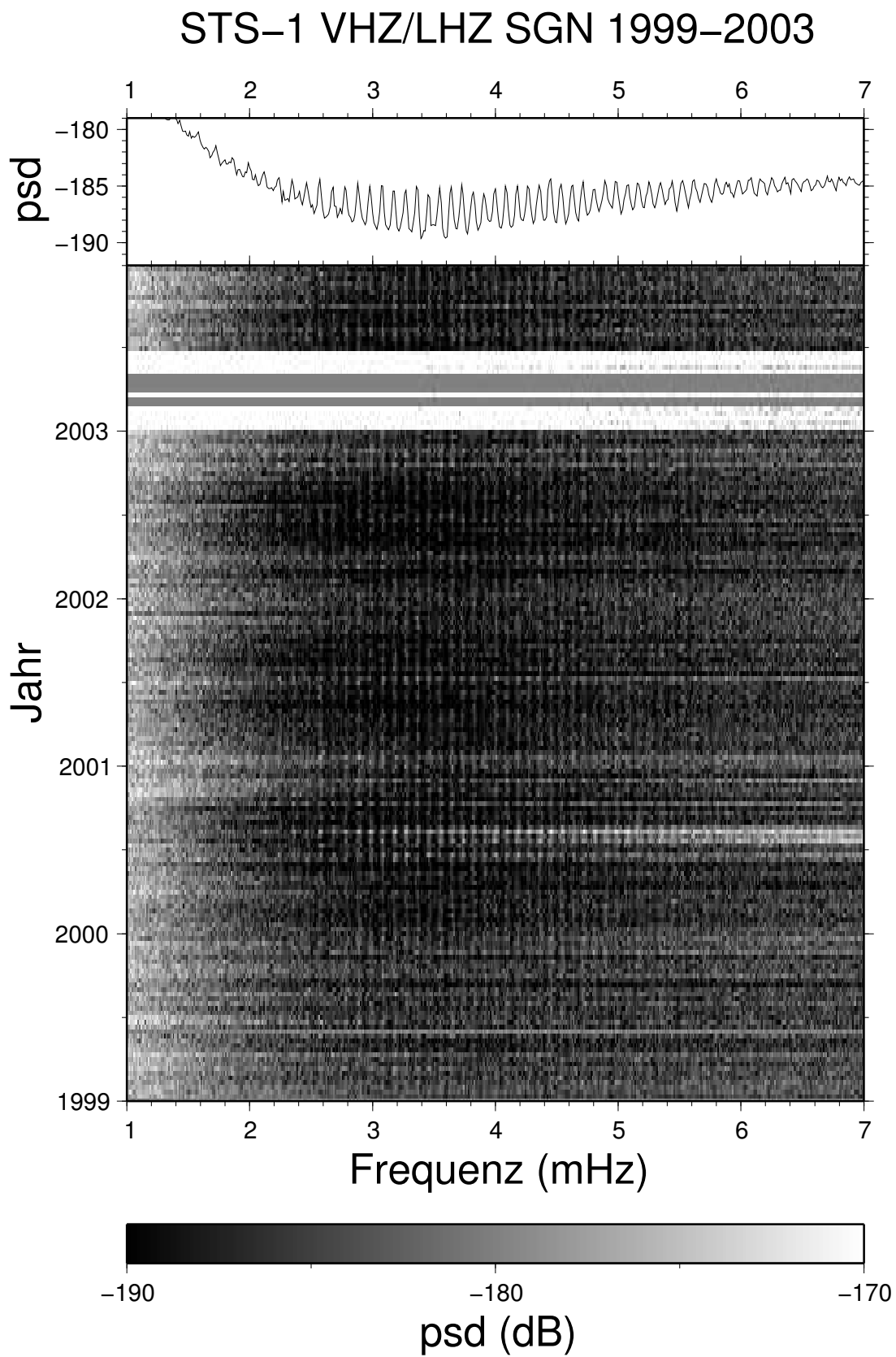


Abb. A.32: Langzeitspektrogramm für die Station SGN

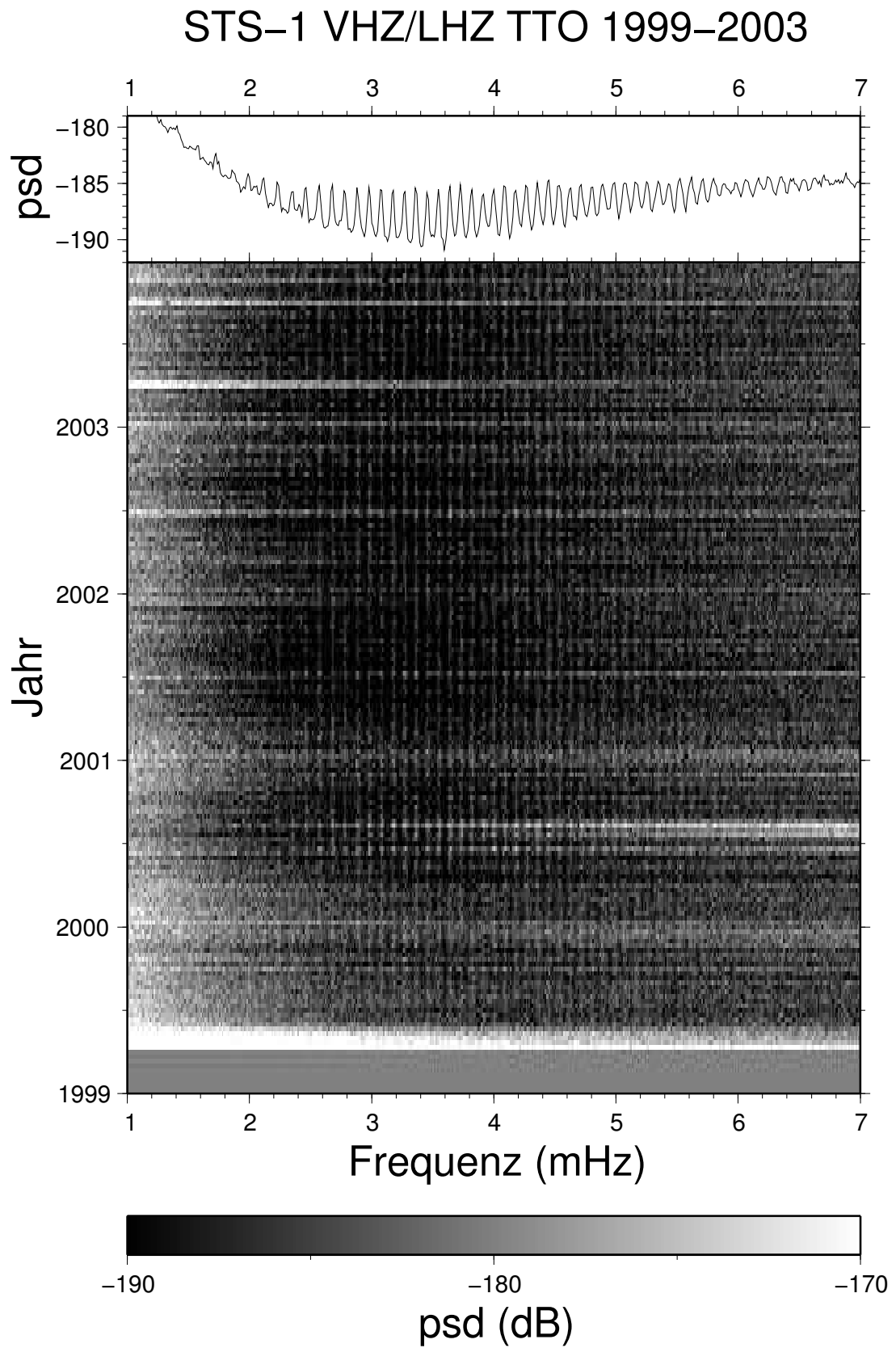


Abb. A.33: Langzeitspektrogramm für die Station TTO

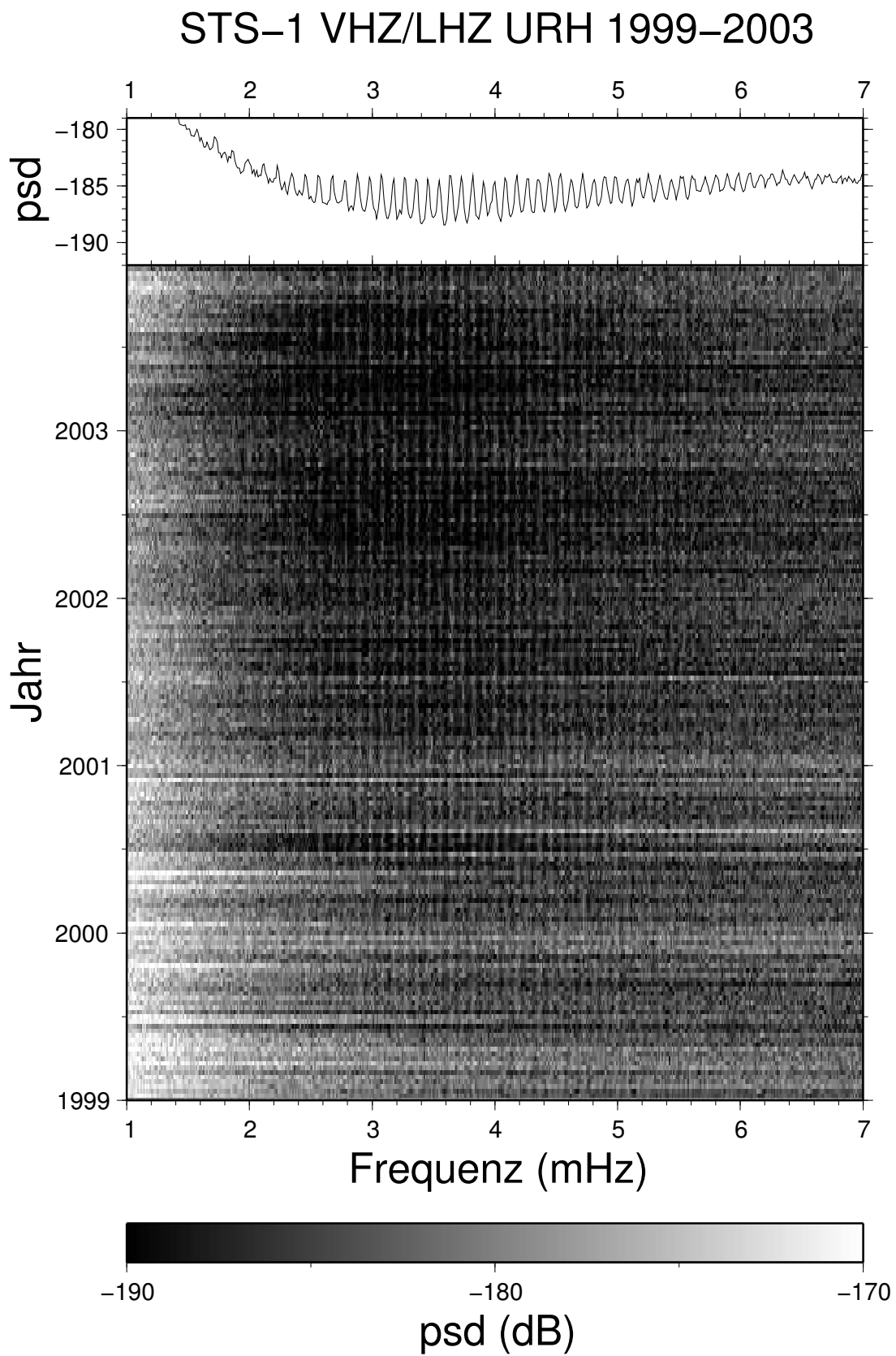


Abb. A.34: Langzeitspektrogramm für die Station URH

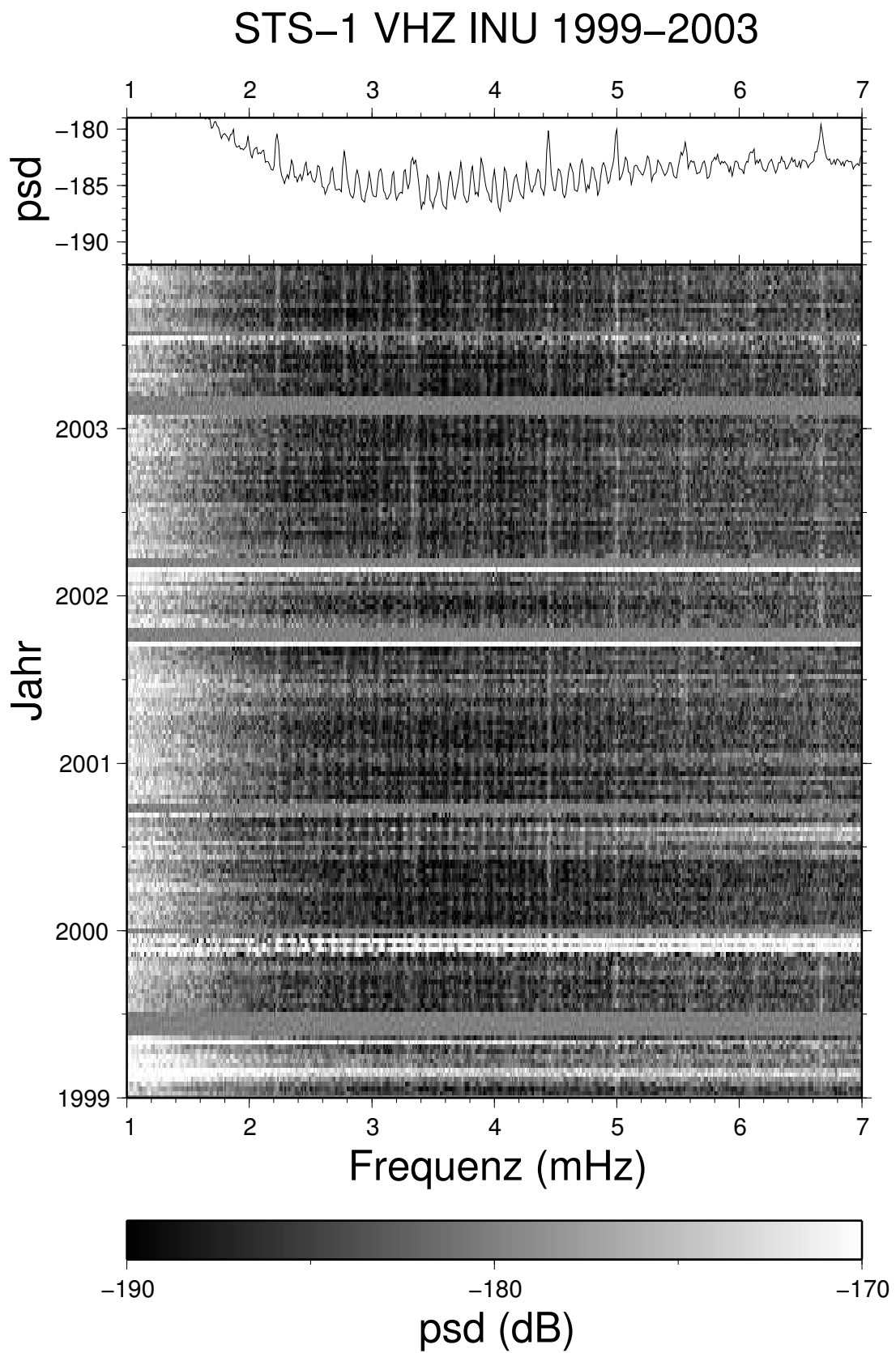


Abb. A.35: Langzeitspektrogramm für die Station INU



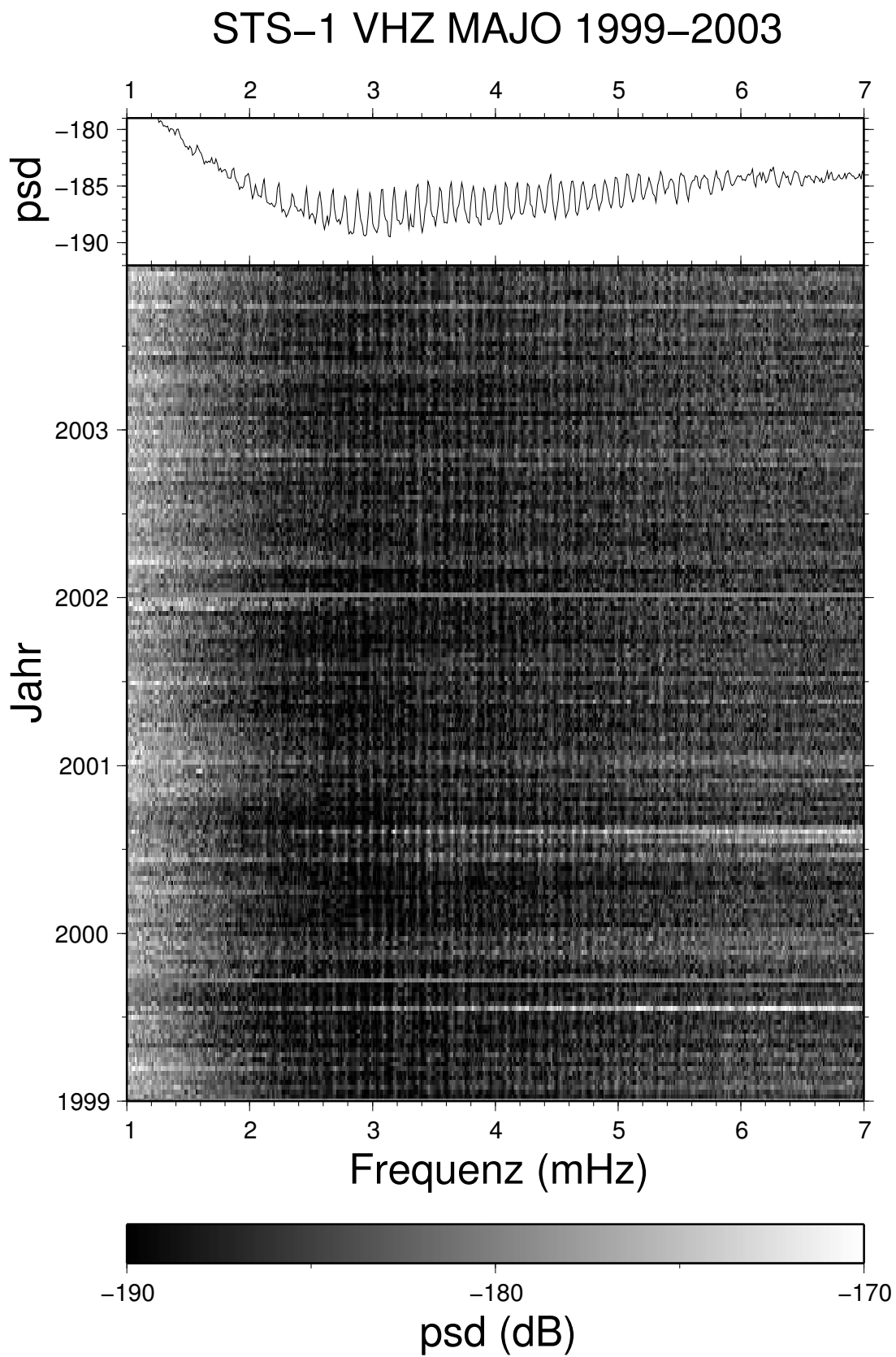


Abb. A.36: Langzeitspektrogramm für die Station MAJO

## A.4 Horizontale Hintergrundeigenschaften

Stationsname	BFO		TTO	MAJO	BJT
Netzwerk	IRIS-IDA/GRSN		F-net	IRIS-USGS	CDSN
Ort	Schiltach		Takato	Matsushiro	Baijiatuan
Land	Deutschland		Japan	Japan	China
Breitengrad	48.33°N		35.84°N	36.54°N	40.04°N
Längengrad	8.33°E		138.12°E	138.21°E	116.18°E
Zeitraum	1996-2006		1999-2006	1996-2006	1994-2006
Kanal	VHE	LHE	LHN	VHE	VHN
Seismometer	STS-1	STS-2	STS-1	STS-1	STS-1
Abbildung	A.37	A.38	A.39	A.40	A.41

Tab. A.4: Übersicht der gezeigten Quasi-Spektrogramme

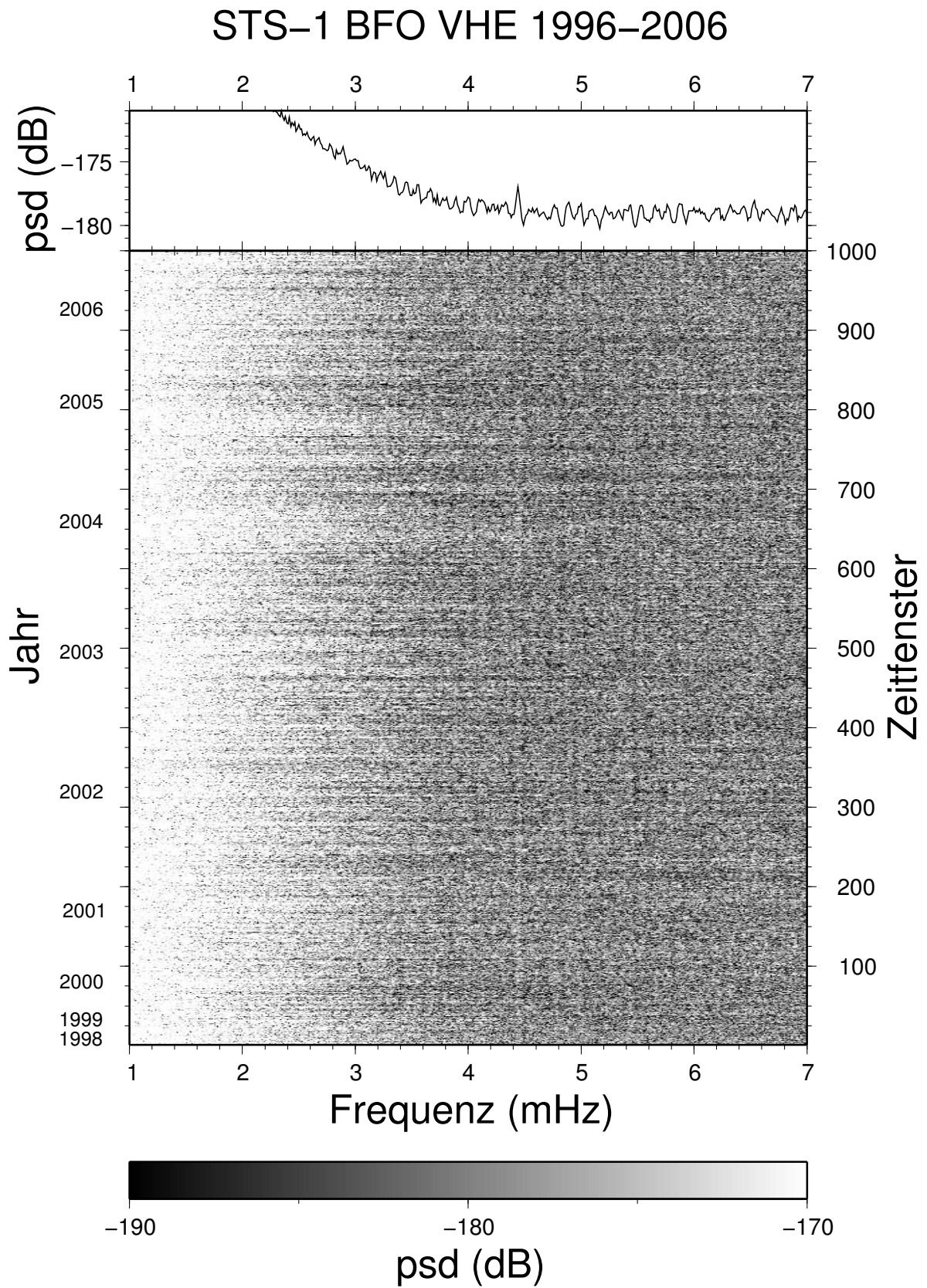


Abb. A.37: Quasi-Spektrogramm für die Daten des STS-1-E-Seismometers an der Station BFO

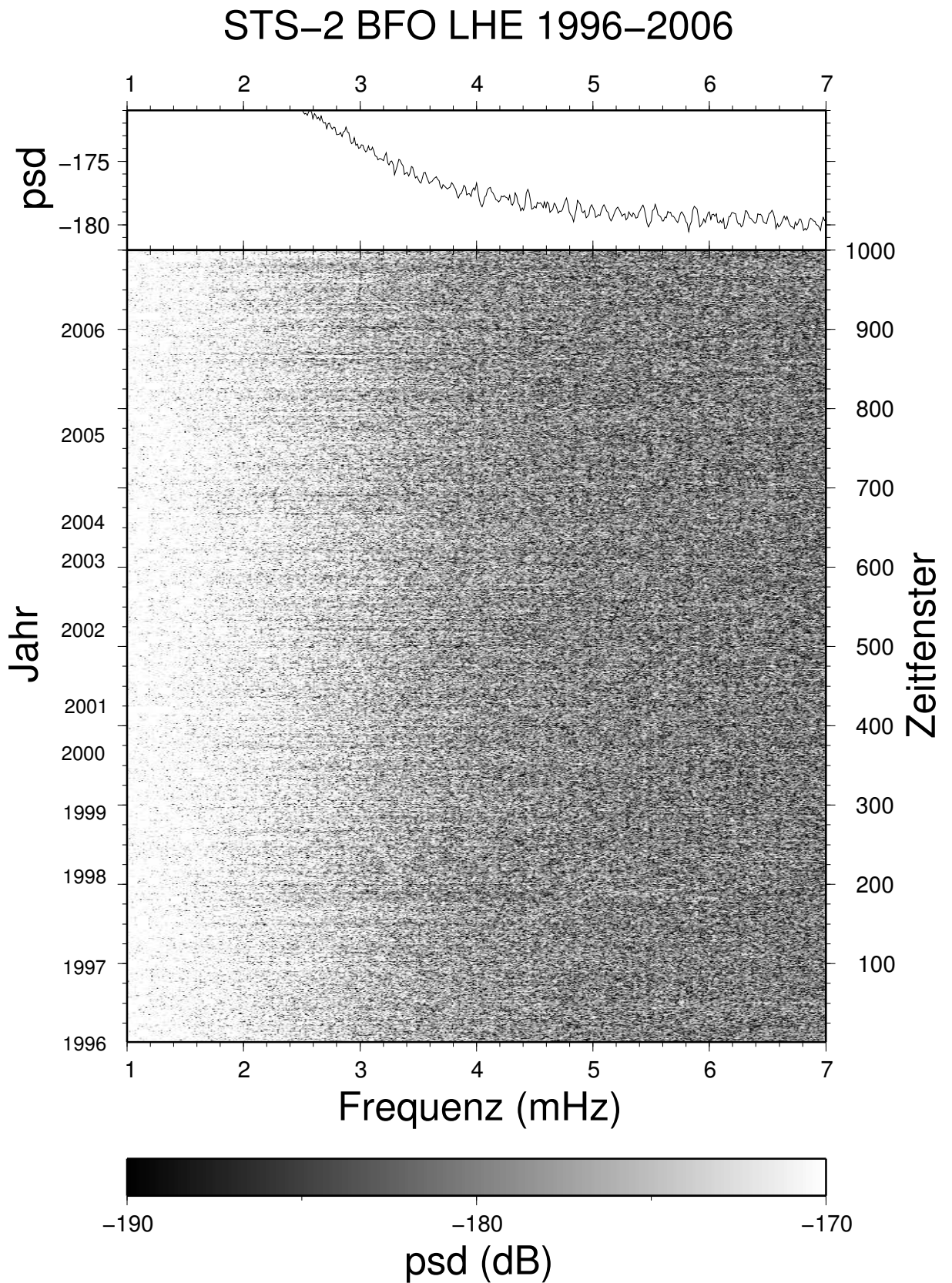


Abb. A.38: Quasi-Spektrogramm für die Ost/West-Komponente des STS-2-Seismometers an der Station BFO

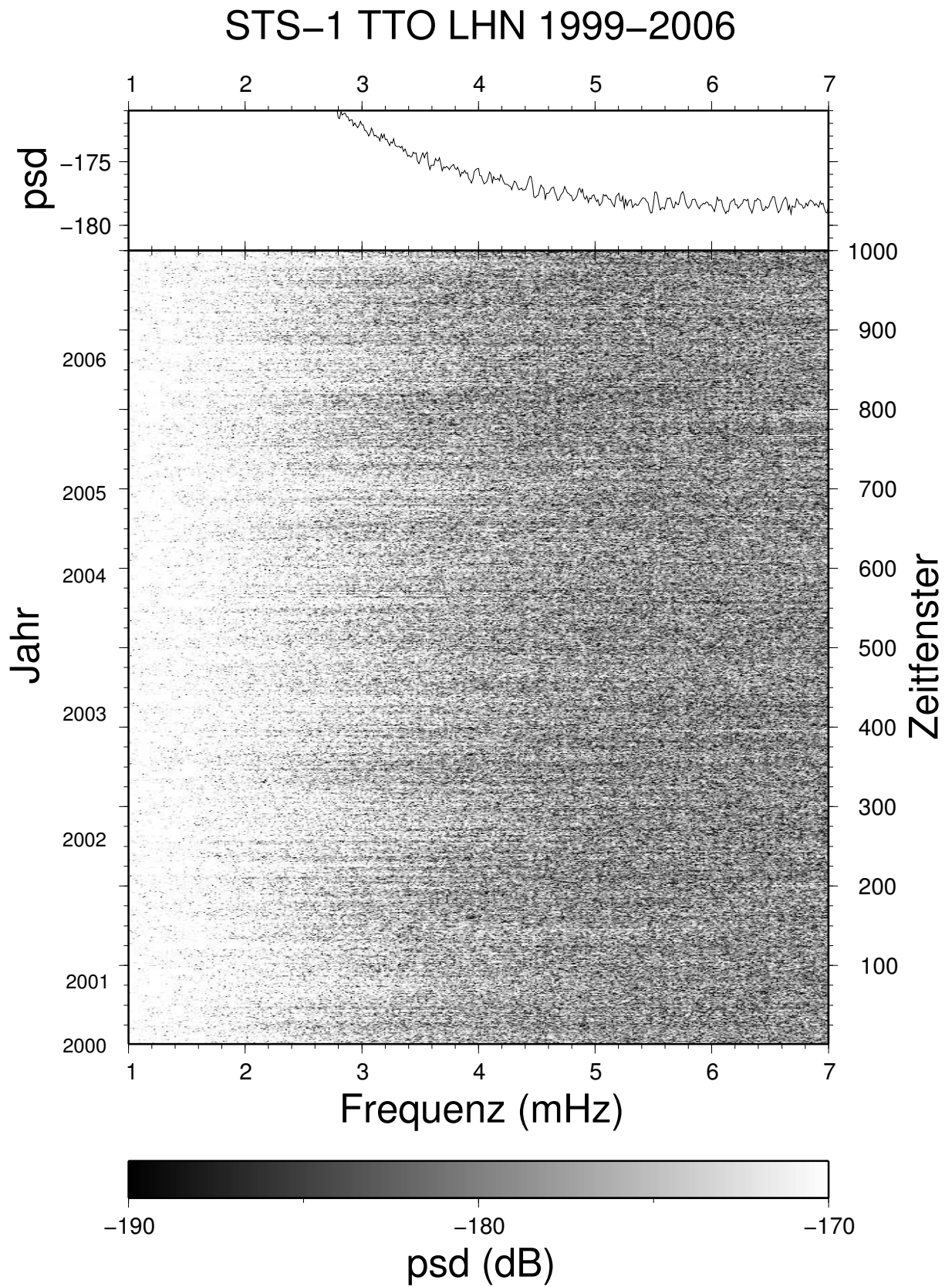


Abb. A.39: Quasi-Spektrogramm für die Daten des STS-1-N-Seismometers an der Station TTO

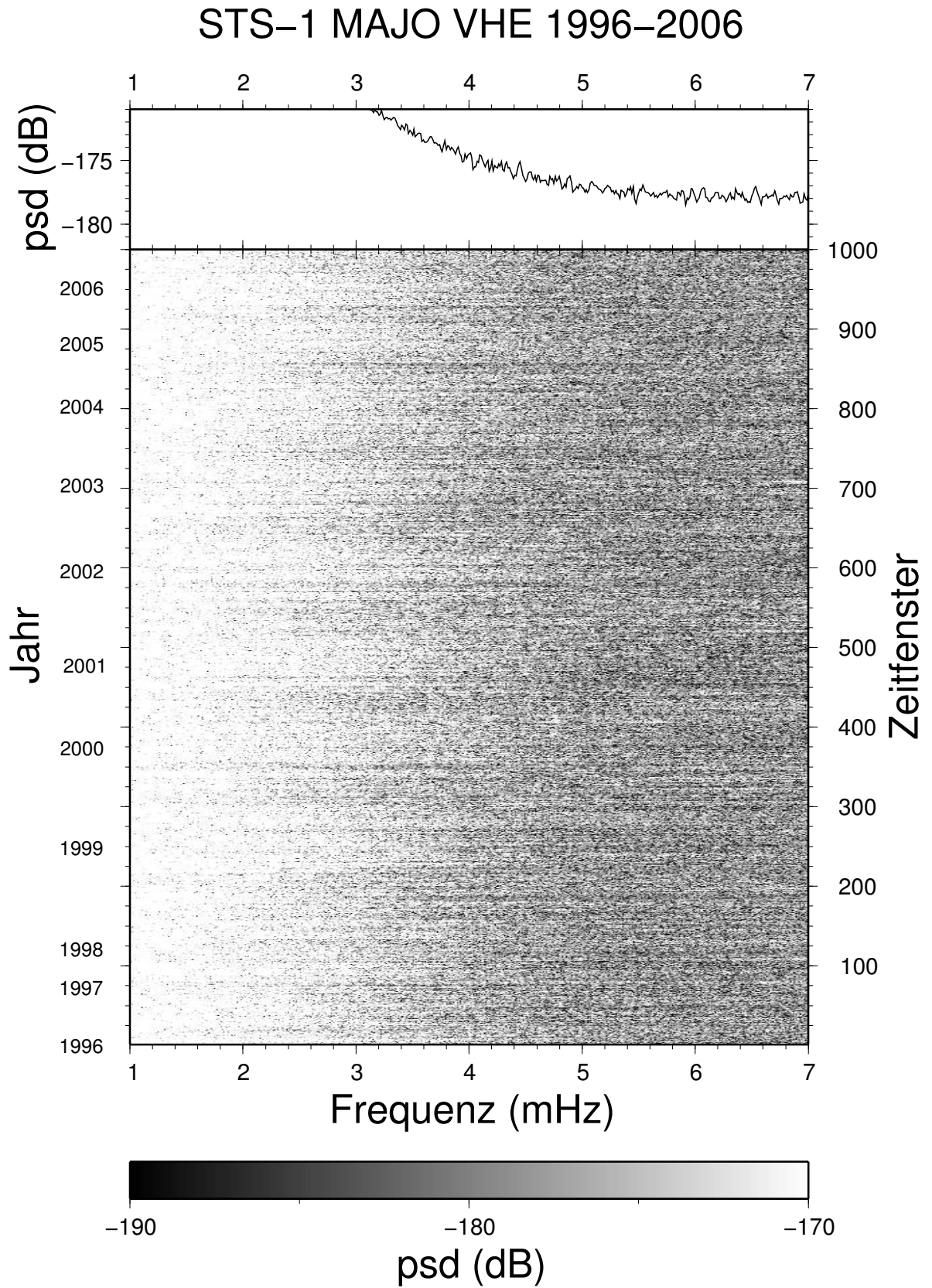


Abb. A.40: Quasi-Spektrogramm für die Daten des STS-1-E-Seismometers an der Station MAJO

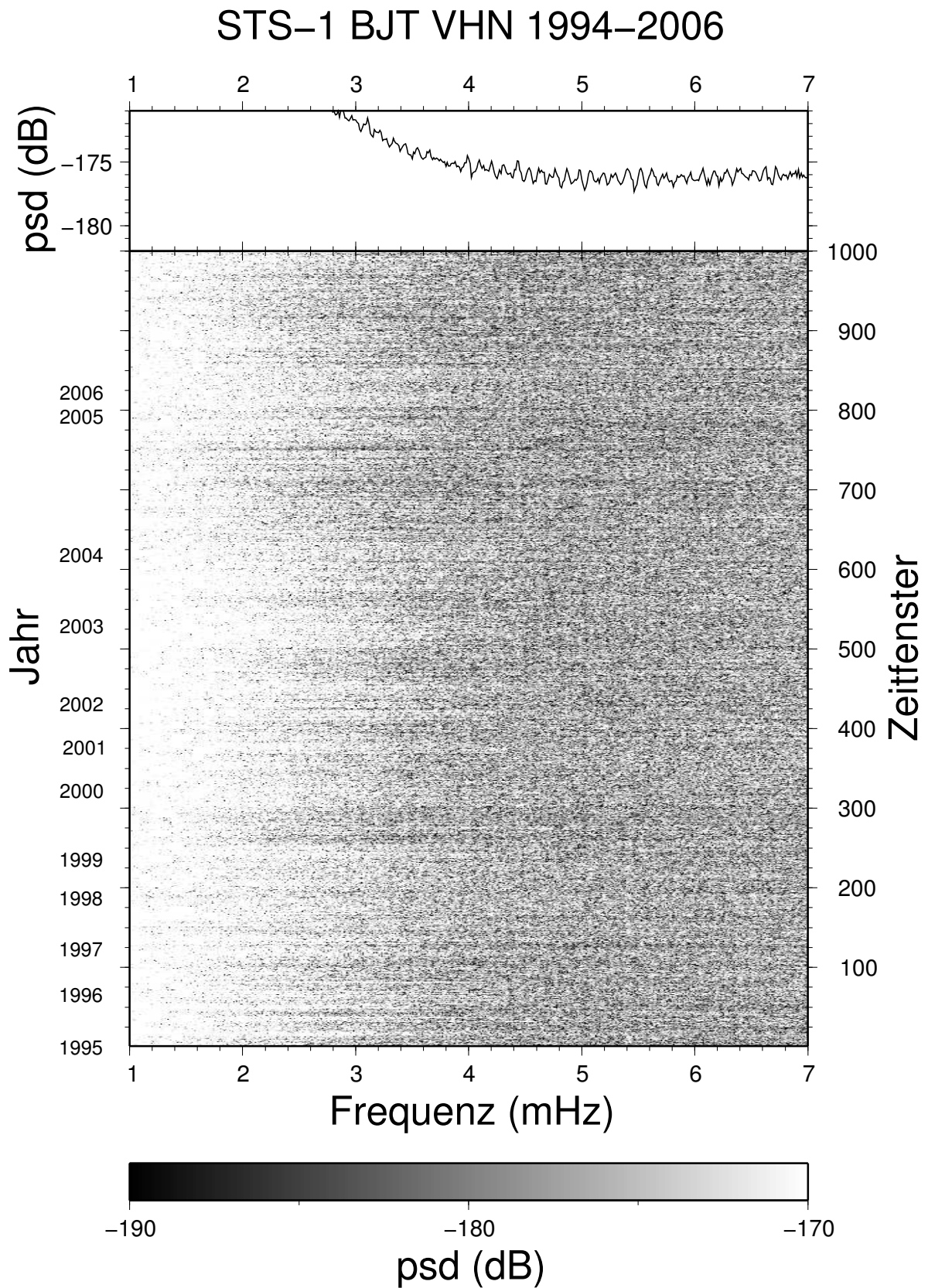


Abb. A.41: Quasi-Spektrogramm für die Daten des STS-1-N-Seismometers an der Station BJT





# Abbildungsverzeichnis

2.1	Dispersionsdiagramm für die Sphäroidalmoden . . . . .	23
2.2	Schematische Darstellung der Sphäroidalmoden ${}_0S_0$ und ${}_0S_2^0$ . . .	23
2.3	Sphäroidale Eigenfunktionen . . . . .	24
2.4	Dispersionsdiagramm für die Toroidalmoden . . . . .	24
2.5	Schematische Darstellung der Toroidalmode ${}_0T_2^0$ . . . . .	25
2.6	Toroidale Eigenfunktionen . . . . .	25
2.7	Partikelbewegungen für Rayleigh- und Love-Wellen . . . . .	27
2.8	Bezeichnung von Oberflächenwellen . . . . .	28
2.9	Dispersionskurven für Rayleigh- und Love-Wellen . . . . .	29
3.1	Das <i>New Low Noise Model</i> nach Peterson [1993] . . . . .	32
3.2	Spektrale Leistungsdichte BFO VHZ 2006 . . . . .	37
3.3	Spektrale Leistungsdichte BFO VHZ 8.-14. August 1998 . . . . .	39
3.4	Spektrale Leistungsdichte BFO VGZ 8.-14. August 1998 . . . . .	40
3.5	Spektrale Leistungsdichte MDJ VHZ 8.-14. August 1998 . . . . .	41
3.6	Übersichtskarte des GRSN . . . . .	44
3.7	Spektrale Leistungsdichte BFO LHZ 2006 . . . . .	46
3.8	Vergleich zwischen Mittelwert und Quartilenspektren . . . . .	47
3.9	Leistungsdichteverteilungen einiger Moden BFO LHZ 2006 . . . . .	48
3.10	Langzeit-Spektrogramm für die GRSN-Station BFO . . . . .	49
3.11	Übersichtskarte des BDSN . . . . .	52
3.12	Übersichtskarte des F-net . . . . .	53
4.1	Korrelationsmatrix FUR-CLZ 1996 . . . . .	60
4.2	Kreuzkorrelationen und Hilbert-Transformierte für die GRSN-Stationen . . . . .	60
4.3	Stationen für die weltweite Green-Funktions-Analyse . . . . .	61
4.4	Hilbert-Transformierte der Kreuzkorrelationen . . . . .	62
5.1	Zur Definition von $\vartheta$ und $\vec{k}_0$ . . . . .	66
5.2	Datenauswahl für das GRSN vom 30.03.-19.04.2000 . . . . .	71
5.3	Antwortfunktion des GRSN-Arrays . . . . .	72

5.4	Seismogramme für ein Erdbeben vor Costa Rica . . . . .	73
5.5	f-k-Diagramm für die Rayleigh-Welle $R_1$ . . . . .	73
5.6	Ergebnis der f-k-Analyse und Kophase für das Erdbeben vor Costa Rica . . . . .	74
5.7	Ergebnis der f-k-Analyse für die Hintergrundeigenschwingungen im Jahr 1997 . . . . .	76
5.8	Verteilung der Rückazimute der Hintergrund-Rayleighwellen im GRSN von 1996 bis 2003 . . . . .	77
5.9	Wie Abb. 5.8, jedoch ohne Normierung . . . . .	78
5.10	Kophase für die Hintergrund-Rayleighwellen im GRSN von 1996 bis 2003 . . . . .	79
5.11	Array-Antwortfunktion des BDSN . . . . .	80
5.12	Seismogramme für ein Erdbeben in Vanuatu . . . . .	80
5.13	Ergebnis der f-k-Analyse und Kophase für das Erdbeben in Vanuatu . . . . .	81
5.14	Verteilung der Rückazimute der Hintergrund-Rayleighwellen im BDSN von 1996 bis 2003 . . . . .	83
5.15	Übersichtskarte des verwendeten Netzwerks japanischer Stationen . . . . .	84
5.16	Array-Antwortfunktion für das F-net . . . . .	85
5.17	Seismogramme für ein Erdbeben in Algerien . . . . .	85
5.18	Ergebnis der f-k-Analyse und Kophase für das Erdbeben in Algerien . . . . .	86
5.19	Verteilung der Rückazimute der Hintergrund-Rayleighwellen im F-net von 1999 bis 2003 . . . . .	87
5.20	Kreuzpeilung mit GRSN, BDSN und F-net für das Jahr 2000 . . . . .	89
5.21	Kreuzpeilung mit GRSN, BDSN und F-net für das Jahr 2001 . . . . .	90
5.22	Ergebnis der Kreuzpeilung mit synthetischen Daten für drei ausgewählte Punkte . . . . .	91
5.23	Monatsmittelwerte der maßgeblichen Wellenhöhe im Jahr 2000 . . . . .	93
5.24	Monatsmittelwerte der maßgeblichen Wellenhöhe im Jahr 2001 . . . . .	94
5.25	Ergebnis der f-k-Analyse 04.-10.02.2001 . . . . .	96
5.26	Spektrogramm BFO VHZ 04.-10.02.2001 . . . . .	97
5.27	Maßgebliche Wellenhöhe am 06.02.2001, 0:00 UT . . . . .	98
5.28	Isobarenkarte für den 06.02.2001, 0:00 UT . . . . .	98
5.29	Ergebnis der f-k-Analyse 20.-26.10.1999 . . . . .	99
5.30	Spektrogramm BFO VHZ 20.-26.10.1999 . . . . .	100
5.31	Maßgebliche Wellenhöhe am 21.10.1999, 12:00 UT . . . . .	100
5.32	Isobarenkarte für den 21.10.1999, 12:00 UT. Quelle: NOAA/ARL. . . . .	101
5.33	Übersicht der Stürme im Nordatlantik . . . . .	102
5.34	Ergebnisse der f-k-Analyse mit BDSN und F-net 20.-26.10.1999 . . . . .	102
5.35	Vergleich der Kreuzpeilung mit GRSN und BDSN vom 20.-25.10.1999 mit der maßgeblichen Wellenhöhe . . . . .	104
6.1	Langzeitspektrogramm BFO VHE 1996-2006 . . . . .	109

---

6.2	Quasi-Spektrogramm BFO VHE 1996-2006 . . . . .	111
6.3	Horizontale Rauschspektren . . . . .	112
6.4	Kreuzkorrelation zur Detektion permanent angeregter Rayleigh- und Love-Wellen . . . . .	116
6.5	Medianspektren zu Abb. 6.4 . . . . .	117
A.1	Langzeitspektrogramm für die Station BFO . . . . .	124
A.2	Langzeitspektrogramm für die Station BRG . . . . .	125
A.3	Langzeitspektrogramm für die Station BSEG . . . . .	126
A.4	Langzeitspektrogramm für die Station BUG . . . . .	127
A.5	Langzeitspektrogramm für die Station CLL . . . . .	128
A.6	Langzeitspektrogramm für die Station CLZ . . . . .	129
A.7	Langzeitspektrogramm für die Station FUR . . . . .	130
A.8	Langzeitspektrogramm für die Station GRFO . . . . .	131
A.9	Langzeitspektrogramm für die Station HLG . . . . .	132
A.10	Langzeitspektrogramm für die Station IBBN . . . . .	133
A.11	Langzeitspektrogramm für die Station MOX . . . . .	134
A.12	Langzeitspektrogramm für die Station RGN . . . . .	135
A.13	Langzeitspektrogramm für die Station RUE . . . . .	136
A.14	Langzeitspektrogramm für die Station STU . . . . .	137
A.15	Langzeitspektrogramm für die Station TNS . . . . .	138
A.16	Langzeitspektrogramm für die Station WET . . . . .	139
A.17	Langzeitspektrogramm für die Station WLF . . . . .	140
A.18	Langzeitspektrogramm für die Station BKS . . . . .	142
A.19	Langzeitspektrogramm für die Station CMB . . . . .	143
A.20	Langzeitspektrogramm für die Station HOPS . . . . .	144
A.21	Langzeitspektrogramm für die Station JCC . . . . .	145
A.22	Langzeitspektrogramm für die Station MHC . . . . .	146
A.23	Langzeitspektrogramm für die Station MIN . . . . .	147
A.24	Langzeitspektrogramm für die Station MOD . . . . .	148
A.25	Langzeitspektrogramm für die Station ORV . . . . .	149
A.26	Langzeitspektrogramm für die Station WDC . . . . .	150
A.27	Langzeitspektrogramm für die Station YBH . . . . .	151
A.28	Langzeitspektrogramm für die Station FUJ . . . . .	153
A.29	Langzeitspektrogramm für die Station FUK . . . . .	154
A.30	Langzeitspektrogramm für die Station GJM . . . . .	155
A.31	Langzeitspektrogramm für die Station SBR . . . . .	156
A.32	Langzeitspektrogramm für die Station SGN . . . . .	157
A.33	Langzeitspektrogramm für die Station TTO . . . . .	158
A.34	Langzeitspektrogramm für die Station URH . . . . .	159
A.35	Langzeitspektrogramm für die Station INU . . . . .	160

A.36 Langzeitspektrogramm für die Station MAJO . . . . .	161
A.37 Quasi-Spektrogramm BFO VHE . . . . .	163
A.38 Quasi-Spektrogramm BFO LHE . . . . .	164
A.39 Quasi-Spektrogramm TTO LHN . . . . .	165
A.40 Quasi-Spektrogramm MAJO VHE . . . . .	166
A.41 Quasi-Spektrogramm BJT VHN . . . . .	167

# Symbole und Abkürzungen

$A(\vec{k})$	Array-Antwortfunktion
$a$	Erdradius
$a(t), b(t)$	Beliebige Zeitreihen
$\alpha$	Dämpfungsparameter
$b(t)$	Summenspur
$C$	Kophase
$c$	Phasengeschwindigkeit
$c(t)$	Kreuzkorrelationsfunktion
$d$	Abstand
$d$	Herdtiefe
$\Delta$	Epizentraldistanz
$E$	Energie
$e$	Signalenergie
$f$	Frequenz
$G$	Gravitationskonstante
$G$	Greensche Funktion
$G$	Kurzbezeichnung für Love-Wellen
$g$	Schwerebeschleunigung
$h$	Wassertiefe
$\theta, \phi$	Geographische Breite und Länge
$\vartheta$	Rückazimut
$i$	Imaginäre Einheit
$\vec{k}, k$	Wellenzahl
$\kappa$	Inkompressibilität

---

$l$	Grad einer Eigenschwingung
$\lambda$	Wellenlänge
$M_W$	Momentenmagnitude
$m$	Azimutale Ordnung für Eigenschwingungen
$\mu$	Schersteifigkeit
$N$	Anzahl der Stationen
$n$	Obertonnummer für Eigenschwingungen
$n(t)$	Rauschanteil
$O_{GC}$	Großkreisoperator
$P_l^m$	Zugeordnete Legendre-Polynome
$Q$	Gütefaktor
$R$	Kurzbezeichnung für Rayleighwellen
$\vec{r}$	Positionsvektor
$r, \theta, \varphi$	Sphärische Polarkoordinaten
$\rho$	Dichte
${}_n S_l^m$	Bezeichnung für Sphäroidalmoden
$\vec{s}$	Seismisches Verschiebungsfeld
$s_r$	Radialkomponente des Verschiebungsfelds
$s(t)$	Signalanteil
$\sigma$	Parameter zur Datenauswahl
$T$	Spannungstensor
$T$	Schwingungsperiode
$T_H$	Halbwertszeit
${}_n T_l^m$	Bezeichnung für Toroidalmoden
$t$	Zeit
$U$	Gruppengeschwindigkeit
$U, V, W$	Radiale Eigenfunktionen
$\vec{u}, u$	Langsamkeit
$\vec{v}, v$	Geschwindigkeit
$w$	Gewichtsfaktor
$\phi$	Schwerepotential
$x(t)$	Zeitreihe
$\tilde{X}(\omega)$	Fourier-Transformierte von $x(t)$
$Y_l^m$	Kugelflächenfunktionen
$\omega$	Kreisfrequenz

---

ARL	<i>Air Resources Laboratory</i>
BDSN	<i>Berkeley Digital Seismic Network</i>
BFO	<i>Black Forest Observatory</i>
CDSN	<i>China Digital Seismic Network</i>
CMT	<i>Centroid-Moment-Tensor</i>
FFT	<i>Fast Fourier Transform</i>
F-net	<i>Full Range Seismograph Network of Japan</i>
FNMOC	<i>Fleet Numerical Meteorology and Oceanography Center</i>
GEOFON	<i>GEO-Forschungsnetz</i>
GRSN	<i>German Regional Seismic Network</i>
GSN	<i>Global Seismic Network</i>
IRIS	<i>Incorporated Research Institutions for Seismology</i>
LH(Z,N,E)	<i>Long period, high gain, vertical/north/east</i>
NLNM	<i>New Low Noise Model</i>
NOAA	<i>National Oceanic and Atmospheric Administration</i>
psd	<i>Power spectral density</i>
SNREI	<i>Spherically Symmetric, Non-Rotating, Isotropic</i>
STS	<i>Streckeisen-Seismometer</i>
USGS	<i>United States Geological Survey</i>
UT	<i>Universal Time (MEZ-1h)</i>
VH(Z,N,E)	<i>Very long period, high gain, vertical/north/east</i>





# Bisherige Publikationen

Ein Teil der in dieser Arbeit vorgestellten Resultate wurde bereits veröffentlicht:

- Dieter Kurrle und Rudolf Widmer-Schnidrig: „Spatiotemporal features of the Earth’s background oscillations observed in central Europe”, *Geophysical Research Letters* **33**(24), L24304, 2006.
- Dieter Kurrle und Rudolf Widmer-Schnidrig: „The horizontal hum of the Earth: A global background of spheroidal and toroidal modes”, *Geophysical Research Letters* **35**(6), L06304, 2008.



# Literaturverzeichnis

- H. Benioff, J. Harrison, L. LaCoste, W. Munk und L. Slichter: „Searching for the Earth’s Free Oscillations”, *J. Geophys. Res.* 64(9), 1334–1337, 1959.
- H. Benioff, F. Press und S. Smith: „Excitation of the Free Oscillations of the Earth by Earthquakes”, *J. Geophys. Res.* 66(2), 605–619, 1961.
- J. Berger, P. Davis und G. Ekström: „Ambient Earth noise: A survey of the Global Seismographic Network”, *J. Geophys. Res.* 109, B11307, 2004.
- B.A. Bolt: „*Earthquakes*”, W.H. Freeman and Company, New York, USA, 1988.
- M. Campillo und A. Paul: „Long-range correlations in the diffuse seismic coda”, *Science* 299, 547–549, 2003.
- J. Capon: „High-Resolution Frequency-Wavenumber Spectrum Analysis”, *Proc. IEEE* 57(8), 1408–1418, 1969.
- J.F. Clearbout und F. Muir: „Robust modeling with erratic data”, *Geophysics* 38, 826–844, 1973.
- F.A. Dahlen und J. Tromp: „*Theoretical Global Seismology*”, Princeton University Press, Princeton, New Jersey, USA, 1998.
- D. Davies, E.J. Kelly und J.R. Filson: „Seismic signal-Analysis by the Vespa process”, *Nature Phys. Sci.* 232, 8–13, 1971.
- A.M. Dziewonski und D.L. Anderson: „Preliminary reference Earth model”, *Phys. Earth. Planet. Int.* 25(4), 297–435, 1981.
- A.M. Dziewonski, T.-A. Chou und J.H. Woodhouse: „Determination of Earthquake Source Parameters From Waveform Data for Studies of Global and Regional Seismicity”, *J. Geophys. Res.* 86(B4), 2825–2852, 1981.
- A.M. Dziewonski, G. Ekström und N.N. Maternovskaya: „Centroid–moment tensor solutions for April-June 1997”, *Phys. Earth Planet. Int.* 112(1-2), 1–9, 1999.

- A.M. Dziewonski, G. Ekström und N.N. Maternovskaya: „Centroid–moment tensor solutions for January–March 2000”, *Phys. Earth Planet. Int.* 121(3-4), 175–187, 2000.
- A.M. Dziewonski, G. Ekström und N.N. Maternovskaya: „Centroid–moment tensor solutions for April–June 2000”, *Phys. Earth Planet. Int.* 123(1), 1–14, 2001a.
- A.M. Dziewonski, G. Ekström und N.N. Maternovskaya: „Centroid–moment tensor solutions for July–September 2000”, *Phys. Earth Planet. Int.* 124(1-2), 9–23, 2001b.
- G. Ekström: „Time domain analysis of Earth’s long-period background seismic radiation”, *J. Geophys. Res.* 106(B11), 26483–26493, 2001.
- G. Ekström, A.M. Dziewonski, N.N. Maternovskaya und M. Nettles: „Global seismicity of 2001: centroid-moment tensor solutions for 961 earthquakes”, *Phys. Earth Planet. Int.* 136(3-4), 165–185, 2003.
- G. Ekström, A.M. Dziewonski, N.N. Maternovskaya und M. Nettles: „Global seismicity of 2003: centroid-moment-tensor solutions for 1087 earthquakes”, *Phys. Earth Planet. Int.* 148(2-4), 327–351, 2005.
- G. Ekström und M. Nettles: „LDEO Seismology Project: Waveform Quality Center”, <<http://www.ldeo.columbia.edu/~ekstrom/Projects/WQC.html>>, o.J.
- A. Friedrich, F. Krüger und K. Klinge: „Ocean generated microseismic noise located with the Gräfenberg array”, *J. Seis.* 2, 47–64, 1998.
- Y. Fukao, K. Nishida, N. Suda, K. Nawa und N. Kobayashi: „A theory of the Earth’s background free oscillations”, *J. Geophys. Res.* 107(B9), 2206, 2002.
- P. Gerstoft, M.C. Fehler und K.G. Sabra: „When Katrina hit California”, *Geophys. Res. Lett.* 33, L17308, 2006.
- F. Gilbert und A.M. Dziewonski: „Application of normal mode theory to retrieval of structural parameters and source mechanisms from seismic spectra”, *Phil. Trans. R. Soc. A*, 278, 187–269, 1975.
- I. Grevemeyer, R. Herber und H.-H. Essen: „Microseismological evidence for a changing wave climate in the northeast Atlantic Ocean”, *Nature* 408, 349–352, 2000.
- B. Gutenberg und C.F. Richter: „Frequency of Earthquakes in California”, *Bull. Seis. Soc. Am.* 34(4), 185–188, 1944.
- R.A. Haubrich, W.H. Munk und F.E. Snodgrass: „Comparative spectra of microseisms and swell”, *Bull. Seis. Soc. Am.* 53(1), 27–37, 1963.

- H. Kanamori und J. Mori: „Harmonic Excitation of Mantle Rayleigh Waves by the 1991 Eruption of Mount Pinatubo, Philippines”, *Geophys. Res. Lett.* 19(7), 721–724, 1992.
- H. Kanamori, J. Mori und D. Harkrider: „Excitation of atmospheric oscillations by volcanic eruptions”, *J. Geophys. Res.* 99(B11), 21947–21961, 1994.
- N. Kobayashi und K. Nishida: „Continuous excitation of planetary free oscillations by atmospheric disturbances”, *Nature* 395, 357–360, 1998.
- M. Korn(Hrsg.): „*Ten Years of German Regional Seismic Network (GRSN)*”, Wiley VCH, Weinheim, 2002.
- R.T. Lacoss, E.J. Kelly und M.N. Toksöz: „Estimation of Seismic Noise Structure Using Arrays”, *Geophysics* 34, 21–38, 1969.
- H. Lamb: „On the vibration of an elastic sphere”, *Proc. London Math. Soc.* 13, 189–212, 1882.
- O.I. Lobkis und R.L. Weaver: „On the emergence of the Green’s function in the correlations of a diffuse field”, *J. Acous. Soc. Am.* 110(6), 3011–3017, 2001.
- M.S. Longuet-Higgins: „A theory of the origin of microseisms”, *Phil. Trans. R. Soc. A* 243(857), 1–35, 1950.
- T.G. Masters, J. Park und F. Gilbert: „Observations of Coupled Spheroidal and Toroidal Modes”, *J. Geophys. Res.* 88(B12), 10285–10298, 1983.
- T.G. Masters und R. Widmer: „Free Oscillations: Frequencies and Attenuations”, in T.J. Ahrens(Hrsg.), *Global Earth Physics: A Handbook of Physical Constants*. American Geophysical Union, Washington, D.C., USA, 1995.
- W.H. Munk, G.R. Miller, F.E. Snodgrass und N.F. Barber: „Directional recording of swell from distant storms”, *Phil. Trans. R. Soc. A* 255, 505–584, 1963.
- H. Nakahara: „A systematic study of theoretical relations between spatial correlation and Green’s function in one-, two- and three-dimensional random scalar wavefields”, *Geophys. J. Int.* 167(3), 1097–1105, 2006.
- K. Nawa, N. Suda, Y. Fukao, T. Sato, Y. Aoyama und K. Shibuya: „Incessant excitation of the Earth’s free oscillations”, *Earth Planets Space* 50(1), 3–8, 1998.
- N.F. Ness, J.C. Harrison und L.B. Slichter: „Observations of the Free Oscillations of the Earth”, *J. Geophys. Res.* 66(2), 621–629, 1961.
- K. Nishida und Y. Fukao: „Source distribution of Earth’s background free oscillations”, *J. Geophys. Res.* 112, B06306, 2007.

- K. Nishida, H. Kawakatsu, Y. Fukao und K. Obara: „Background Love and Rayleigh waves simultaneously generated at the Pacific Ocean floors”, *Geophys. Res. Lett.* 35, L16307, 2008.
- K. Nishida und N. Kobayashi: „Statistical features of Earth’s continuous free oscillations”, *J. Geophys. Res.* 104(B12), 28741–28750, 1999.
- K. Nishida, N. Kobayashi und Y. Fukao: „Resonant Oscillations Between the Solid Earth and the Atmosphere”, *Science* 287, 2244–2246, 2000.
- J. Oliver und R. Page: „Concurrent storms of long and ultralong period microseisms”, *Bull. Seis. Soc. Am.* 53(1), 15–26, 1963.
- J. Peterson: „Observations and Modeling of Seismic Background Noise”, Open-File Report 93-322, USGS, 1993.
- E.S. Posmentier und R.W. Herrmann: „Cophase: An ad hoc array processor”, *J. Geophys. Res.* 76, 2194–2201, 1971.
- J. Rhie und B. Romanowicz: „Excitation of Earth’s continuous free oscillations by atmosphere-ocean-seafloor coupling”, *Nature* 431, 552–556, 2004.
- J. Rhie und B. Romanowicz: „A study of the relation between ocean storms and the Earth’s hum”, *Geochem. Geophys. Geosyst.* 7, Q10004, 2006.
- S. Rost und C. Thomas: „Array seismology: Methods and applications”, *Rev. Geophys.* 40(3), 1008, 2002.
- G. Roult und W. Crawford: „Analysis of ‘background’ free oscillations and how to improve resolution by subtracting the atmospheric pressure signal”, *Phys. Earth Planet. Int.* 121(3-4), 325–338, 2000.
- N.M. Shapiro und M. Campillo: „Emergence of broadband Rayleigh waves from correlations of the ambient seismic noise”, *Geophys. Res. Lett.* 31(7), L07614, 2004.
- N.M. Shapiro, M. Campillo, L. Stehly und M.H. Ritzwoller: „High-Resolution Surface-Wave Tomography from Ambient Seismic Noise”, *Science* 307, 1615–1618, 2005.
- L.B. Slichter: „The fundamental free mode of the Earth’s inner core”, *Proc. Nat. Acad. Sci. USA* 47, 186–191, 1961.
- R. Snieder: „Extracting the Green’s function from the correlation of coda waves: A derivation based on stationary phase”, *Phys. Rev. E*, 69, 046610, 2004.
- N. Suda, K. Nawa und Y. Fukao: „Earth’s background free oscillations”, *Science* 279(5359), 2089–2091, 1998.

- H.U. Sverdrup und W.H. Munk: „Wind sea and swell: Theory of relations for forecasting”, Technical Report H.O. Pub. 601, U.S. Navy Hydrographic Office, Washington, D.C., USA, 1947.
- T. Tanimoto: „The oceanic excitation hypothesis for the continuous oscillations of the Earth”, *Geophys. J. Int.* 160(2), 276–288, 2005.
- T. Tanimoto und J. Um: „Cause of continuous oscillations of the Earth”, *J. Geophys. Res.* 104(B12), 28723–28739, 1999.
- T. Tanimoto, J. Um, K. Nishida und N. Kobayashi: „Earth’s continuous oscillations observed on seismically quiet days”, *Geophys. Res. Lett.* 25(10), 1553–1556, 1998.
- D.J. Thomson, L.J. Lanzerotti, F.L. Vernon, M.R. Lessard und L.T.P. Smith: „Solar modal structure of the engineering environment”, *Proceedings of the IEEE*, 95(5), 1085–1132, 2007.
- M.N. Toksöz und R.T. Lacoss: „Microseismic Mode Structure and Sources”, *Science* 159, 872–873, 1968.
- H.L. Tolman: „A third-generation model for wind waves on slowly varying, unsteady and inhomogeneous depths and currents”, *J. Phys. Oceanogr.* 21, 782–797, 1991.
- E. von Rebeur-Paschwitz: „The Earthquake of Tokio, April 18, 1889”, *Nature* 40, 294–295, 1889.
- K. Wapenaar: „Retrieving the elastodynamic Green’s function of an arbitrary inhomogeneous medium by cross correlation”, *Phys. Rev. Lett.* 93(25), 254301, 2004.
- R.J. Warburton und J.M. Goodkind: „The influence of barometric-pressure variations on gravity”, *Geophys. J. Int.* 48(3), 281–292, 1977.
- S.C. Webb: „Broadband Seismology and Noise Under the Ocean”, *Rev. Geophys.* 36(1), 105–142, 1998.
- S.C. Webb: „The Earth’s ‘hum’ is driven by ocean waves over the continental shelves”, *Nature* 445, 754–756, 2007.
- S.C. Webb: „The Earth’s hum: the excitation of Earth normal modes by ocean waves”, *Geophys. J. Int.* 174(2), 542–566, 2008.
- S.C. Webb, X. Zhang und W. Crawford: „Infragravity Waves in the Deep Ocean”, *J. Geophys. Res.* 96(C2), 2723–2736, 1991.

- R. Widmer und W. Zürn: „Bichromatic Excitation of Long-period Rayleigh and Air Waves by the Mount Pinatubo and El Chichón Volcanic Eruptions”, *Geophys. Res. Lett.* 19(8), 765–768, 1992.
- R. Widmer-Schmidrig: „What Can Superconducting Gravimeters Contribute to Normal-Mode Seismology?”, *Bull. Seis. Soc. Am.* 93(3), 1370–1380, 2003.
- E. Wiechert in „Verhandlungen der zweiten internationalen seismologischen Konferenz”, *Gerlands Beiträge zur Geophysik*, Erg.bd. II, Seiten 41–43, 1904.
- E. Wielandt und G. Streckeisen: „The leaf-spring seismometer: Design and performance”, *Bull. Seis. Soc. Am.* 72(6), 2349–2367, 1982.
- W. Zürn und R. Widmer: „On Noise Reduction in Vertical Seismic Records Below 2 mHz Using Local Barometric Pressure”, *Geophys. Res. Lett.* 22(24), 3537–3540, 1995.
- W. Zürn und E. Wielandt: „On the minimum of vertical seismic noise near 3 mHz”, *Geophys. J. Int.* 168(2), 647–658, 2007.



# Danksagung

Zum Schluß möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mich während der letzten Jahre begleitet haben und ohne deren Hilfe diese Arbeit so nicht möglich gewesen wäre.

Mein größter Dank gilt Dr. Rudolf Widmer-Schmidrig, der mir die Möglichkeit gegeben hat, auf einem so spannenden Gebiet zu arbeiten und so die Faszination zu erleben, die von wissenschaftlicher Forschung ausgehen kann. Ich danke ihm für die Gelegenheit, mit einigen der besten Seismologen in Kontakt zu kommen, für seine hervorragende Betreuung, seine Bereitschaft, mir jederzeit mit Rat und Tat zur Seite zu stehen und für alles, was ich von ihm lernen durfte.

Bei Prof. Hans-Rainer Trebin möchte ich mich bedanken, daß er sich bereit erklärt hat, sich mit einem so ungewöhnlichen Thema wie den Hintergrundeigen-schwingungen auseinanderzusetzen und den Hauptbericht zu übernehmen.

Prof. Manfred Joswig danke ich für die Übernahme des Mitberichts, die vielen anregenden Diskussionen in den Arbeitsgruppenbesprechungen und für die angenehmen Arbeitsbedingungen, die er an seinem Institut bietet.

Prof. Jörg Wrachtrup danke ich für die Übernahme des Vorsitzes bei der mündlichen Doktorprüfung.

Besonders bedanken möchte ich mich bei Dr. Walter Zürn für das kritische Durchlesen der Manuskripte und seine stets wertvollen Ratschläge, von denen ich sehr profitiert habe, sowie bei Prof. Erhard Wielandt und Dr. Thomas Forbriger dafür, daß sie mich an ihrem umfassenden Wissen teilhaben ließen.

Ganz herzlich bedanken möchte ich mich bei allen Institutskollegen für ihre Hilfe bei vielen kleinen und größeren Problemen, für viele interessante Gespräche und dafür, daß sie dafür gesorgt haben, daß ich gerne an die letzten Jahre am Stuttgarter Institut für Geophysik zurückdenke: Georg Auernhammer, Eberhard Claar, Andreas Eisermann, Matthias Guggenmos, Martin Häge, Bernadette Heinze, Lissy Hennig, Karen Jasper, Sabine Latzel, Uwe Niethammer, Sabrina

Rothmund, Ulrich Stenzel, Markus Stipp, Maria Walser und Marco Walter. Ebenso möchte ich an dieser Stelle noch einmal den Mitarbeitern des BFO, Peter Duffner, Thomas Forbriger, Rudolf Widmer-Schmidrig und Walter Zürn, für die angenehme Atmosphäre danken, die ich bei meinen Besuchen dort vorgefunden habe.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) danke ich für die großzügige finanzielle Unterstützung.

Großer Dank gebührt auch all den Institutionen, die seismische Daten von höchster Qualität produzieren und unentgeltlich zur Verfügung stellen, ihren Mitarbeitern, sowie den Wissenschaftlern und Technikern, die die Stationen betreuen: Den Betreibern des GRSN, der Bundesanstalt für Geologie und Rohstoffe (BGR) und dem Seismologischen Zentralobservatorium Gräfenberg (SZGRF), dem GeoForschungsZentrum Potsdam (GFZ; GEOFON-Netzwerk), dem *Berkeley Seismological Laboratory* (BSL; BDSN), dem japanischen *National Research Institute for Earth Science and Disaster Prevention* (NIED; F-net), den *Incorporated Research Institutions for Seismology* (IRIS), der *Scripps Institution of Oceanography* (IDA-Projekt) und dem *U.S. Geological Survey* (USGS), sowie dem *Institut de Physique de Globe Paris* (IPG; GEOSCOPE-Netzwerk). Der *National Oceanic and Atmospheric Administration* der USA (NOAA) danke ich für die Bereitstellung der globalen Ozeanmodelle.

Zu guter Letzt danke ich meinen Eltern Ewald und Ilse Kurrle sowie meinem Bruder Peter dafür, daß sie mir vieles abgenommen haben und es mir so ermöglicht haben, mich auf mein Studium und die Wissenschaft zu konzentrieren.